

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO–MATEMATIČKI FAKULTET

Kornelija Passek

EKSKLUZIVNA FOTOPRODUKCIJA
K I K^* MEZONA
PRI VELIKIM PRIJENOSIMA IMPULSA

Magistarski rad

Zagreb, 1997.

Ovaj rad je djelomično financiran od Ministarstva za znanost i istraživanje, Republike Austrije.

Zahvaljujem se grupi za teorijsku fiziku pri Karl-Franzens Univerzitetu u Grazu na ukazanom gostoprimstvu. Dr. Wolfgangu Schweigeru, koji me je i zainteresirao za ovo područje istraživanja, zahvaljujem na brojnim diskusijama i suradnji.

Željela bih izraziti svoju zahvalnost svom mentoru dr. Beni Nižiću, koji mi je skrenuo pažnju na bitne teorijske aspekte ovakvog istraživanja te je uvijek imao vremena da mi pomogne i odgovori na moja pitanja.

Kornelija Passek

Zagreb, siječanj 1997.

Sadržaj

Uvod	3
1 Ekskluzivne reakcije pri velikim prijenosima impulsa	7
1.1 Osnove slike tvrdog raspršenja	7
1.2 Poboľšanja slike tvrdog raspršenja	10
2 Dikvarkovski model	13
2.1 Uvod	13
2.2 Dikvarkovi	15
2.3 Primjena dikvarkovskog modela na opis ekskluzivnih procesa .	17
2.4 Osnovni sastojci dikvarkovskog modela	18
2.4.1 Barionske valne funkcije	18
2.4.2 Feynmanova pravila za dikvarkove	20
2.5 Parametri modela	22
3 Fotoprodukcija K i K* mezona pri velikim prijenosima impulsa	25
3.1 Uvod	25
3.2 Helicitetne amplitude i opservable fotoprodukcije mezona . . .	27
3.3 Fotoprodukcija kaona u dikvarkovskom modelu	29
3.3.1 Formulacija problema u pristupu tvrdog raspršenja . .	29
3.3.2 Helicitetna struktura amplituda tvrdog raspršenja . . .	31
3.3.3 Analitički rezultati	33
3.3.4 Numerički rezultati	36
3.4 Zaključak	45
A Analitičko računanje Feynmanovih dijagrama	49
B Analitički rezultati za amplitude tvrdog raspršenja	57

C Numerička obrada propagatorskih polova	61
<i>Literatura</i>	65
<i>Sažetak/Summary</i>	71
<i>Životopis/Popis radova</i>	73

Uvod

Kvantna kromodinamika (QCD) je opće prihvaćena teorija jakog međudjelovanja. Njene su osnovne karakteristike asimptotska sloboda i kvarkovsko zatočenje. Asimptotska sloboda, tj. mala QCD konstanta vezanja na visokim energijama, omogućava primjenu računa smetnje na proučavanje međudjelovanja kvarkova i gluona. No, kvarkovsko zatočenje uvodi teško rješivi problem vezanih stanja čak i u procese na visokim energijama. Naime, čestice koje opažamo nisu slobodni kvarkovi već hadroni. Razumijevanje hadronskih procesa zamagljeno je nepoznavanjem razloga postojanja kvarkovskog zatočenja u hadronima, neprimjenjivošću perturbativnog računa na nižim energijama, na kojima konstanta vezanja jakih interakcija α_S postaje veća od 1, te nepoznavanjem hadronskih valnih funkcija izraženih preko konstituentnih valnih funkcija.

Na visokim energijama, zahvaljujući svojstvu asimptotske slobode, hadronske procese možemo koristeći perturbativnu kvantnu kromodinamiku (pQCD) opisati preko kvarkovskih interakcija. No, sama struktura hadrona predstavlja najslabije poznati neperturbativni dio računa. Najosjetljiviji pokusi hadronske strukture su ekskluzivni procesi pri velikim prijenosima impulsa tzv. tvrdi ekskluzivni procesi.

Ekskluzivne procese pri velikim prijenosima impulsa možemo, zahvaljujući faktorizaciji visoko- i niskoenergijske dinamike, opisati preko konvolucije elementarne amplitude tvrdog raspršenja s hadronskim distribucijskim amplitudama (1.2) (Lepage i Brodsky, 1979a,b; Efremov i Radyushkin, 1980; Brodsky i Lepage, 1989). Elementarna amplituda subprocessa prikazuje raspršenje konstituenata hadrona (kvarkova i gluona) u kolinearnoj aproksimaciji i čini perturbativni dio računa ovisan o procesu. Distribucijska amplituda (DA) uključuje dinamiku vezanog stanja neovisnu o procesu, tj. neperturbativni dio, i može se dobiti jedino primjenom neperturbativnih postupaka npr. iz sumacijskih pravila kvantne kromodinamike (QCD sumacijskih pravila) ili kvantne kromodinamike na rešetci.

Razumijevanje ekskluzivnih procesa otežano je pitanjem da li su energije dosegnute dosadašnjim eksperimentima dovoljno visoke da opravdaju pertur-

bativni račun. Naime, područje srednjih energija od nekoliko GeV-a je područje prijelaza između neperturbativnog i perturbativnog kvantno kromodinamičkog režima. Neke od eksperimentalno mjerenih ekskluzivnih opservabli pokazuju svojstva tipična za perturbativnu kvantnu kromodinamiku već pri prijenosima impulsa od nekoliko GeV-a, dok druge ne. Posljedice kvarkovske slike tvrdog raspršenja su skaliranje opservabli s prijenosom impulsa Q^2 (npr. barionske funkcije strukture (form-faktori) su proporcionalne Q^{-4}), te očuvanje heliciteta hadrona. Ova svojstva se mogu eksperimentalno provjeriti te time odrediti područje prijelaza neperturbativnog u perturbativno ponašanje. Većina je dosadašnjih eksperimenata ispitivala područje srednjih energija u kojima je opaženo odstupanje od predviđenog ponašanja.

Navedimo jednostavnu ilustraciju uspjeha i ograničenja slike tvrdog raspršenja na primjeru elektromagnetskih funkcija strukture protona.

- Za $Q^2 \geq 10\text{GeV}$ ovisnost Diracove funkcije strukture F_1^p (veličine koja čuva helicitet) je u skladu s predviđanjima slike tvrdog raspršenja (Sill et al., 1993).
- Za $Q^2 \approx 10\text{GeV}$ Diracova funkcija strukture F_2^p (veličina koja ne čuva helicitet) je još uvijek znatna (Andivalis et al., 1994), što narušava očuvanje hadronskog heliciteta. Zapravo, slika tvrdog raspršenja predviđa potisnuće F_2^p u odnosu na F_1^p za faktor \tilde{m}^2/Q^2 (gdje je \tilde{m} neka niskoenergijska skala) što eksperiment potvrđuje, no s druge strane slika tvrdog raspršenja nam ne može dati nikakvo kvantitativno predviđanje za F_2^p .

I u drugim ekskluzivnim hadronskim reakcijama, poput elastičnog $p - p$ raspršenja, primijećeno je odstupanje od očuvanja heliciteta reda veličine i do $\approx 20 - 30\%$. Takvi su rezultati pokazatelji da su meki (“soft”) doprinosi još uvijek prisutni u području od nekoliko GeV-a.

Kao jedan od pokušaja razumijevanja takvih učinaka, predložen je model (Kroll et al., 1991; Jakob et al., 1993; Kroll et al., 1993, 1996a) koji se još uvijek zasniva na perturbativnom pristupu, no u kojem su barioni shvaćeni kao kvark–dikvark sistemi. Dodatni neperturbativni učinci se uzimaju u obzir uvođenjem dikvarkova kao kvazi-elementarnih konstituenata bariona, opisujući time korelacije dva kvarka u barionskoj DA. Postojanje takvih jakih kvark–kvark korelacija poduprto je opažanjem da je većina barionskih DA, izvedena korištenjem sumacijskih pravila, jako asimetrična (Chernyak et al., 1989) (uostalom za simetričnu protonsku DA koja se pojavljuje u limesu $Q^2 \rightarrow \infty$ dobiva se $F_1^p = 0$). Glavni sastojci ovog dikvarkovskog modela su barionske valne funkcije izražene preko kvarkovskih i dikvarkovskih veličina (vidi odjeljak 2.4.1) i vezanje gluona i fotona na dikvarkove (vidi odjeljak

2.4.2). Budući da su dikvarkovi složeni objekti, uvedene su i fenomenološke dikvarkovske funkcije strukture, parametrizirane na način da u limesu $Q^2 \rightarrow \infty$ ovaj dikvarkovski model prelazi u čisto kvarkovski model za tvrdo raspršenje. Parametri dikvarkovskog modela (vidi odjeljak 2.5), dobiveni usporedbom teorijskih rezultata s eksperimentalnim podacima za elastično elektron–nukleon raspršenje (Jakob et al., 1993), dali su dobre rezultate pri primjeni na na druge ekskluzivne procese (Kroll et al., 1993, 1996a). Postojanje dikvarkova nije dokazano, no njihovo uspješna primjena u različitim područjima hadronske fizike, kao što su duboko neelastično raspršenje, slabi raspadi itd. (vidi iscrpan pregled u (Anselmino et al., 1993)), podupire opravdanost njihovog uvođenja. Primjena ovog dikvarkovskog modela na tvrde ekskluzivne procese vodi na modifikaciju skaliranja opservabli s energijom te narušenje očuvanja hadronskog heliciteta.

Za fotoprodukciju mezona $\gamma p \rightarrow MB$, već postoje eksperimentalni podaci u području energija od nekoliko GeV-a (Shupe et al., 1979; Anderson et al., 1976), a novi i potpuniji podaci se očekuju s akceleratora ELSA i CEBAF. U ovom radu je dikvarkovski model primijenjen na fotoprodukciju kaona. Dobiveni su rezultati za diferencijalni udarni presjek i polarizacijske opservable procesa $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, te diferencijalni udarni presjek procesa $\gamma p \rightarrow K^{*+}\Lambda$. Ispitana je ovisnost rezultata o izboru kaonske DA, te je uočeno da su rezultati dobiveni uz izbor asimptotske distribucijske amplitude (3.20) u dobrom slaganju s postojećim eksperimentalnim podacima za diferencijalni udarni presjek fotoprodukcije K^+ mezona. Očekuje se da će novi eksperimentalni podaci uspoređeni s teorijskim predviđanjima moći razjasniti ulogu dikvarkova u ekskluzivnim reakcijama.

Rad je organiziran na slijedeći način. Primjena perturbativne kvantne kromodinamike na ekskluzivne procese pri velikim prijenosima impulsa izložena je u prvom poglavlju. U drugom poglavlju je objašnjen pojam dikvarka, dan je pregled primjene dikvarkova, te specijalno dikvarkovskog modela za ekskluzivne reakcije. Opis fotoprodukcije kaona u okviru dikvarkovskog modela je izložen u trećem poglavlju. U dodatku A je objašnjen način na koji je proveden analitički račun Feynmanovih diagrama u ovom radu. Dodatak B sadrži analitičke rezultate za proces $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, a dodatak C iznosi opis metode koje je rabljena pri numeričkom izvrednjavanju integrala s propagatorskim polovima.

Poglavlje 1

Ekskluzivne reakcije pri velikim prijenosima impulsa

1.1 Osnove slike tvrdog raspršenja

Ekskluzivni procesi pri velikim prijenosima impulsa, tzv. tvrdi procesi, se mogu opisati pomoću perturbativne kvantne kromodinamike (pQCD) tj. preko jednostavnih perturbativnih interakcija između hadronskih konstituentata. Ovaj pristup ekskluzivnim procesima pri velikim prijenosima impulsa razvili su Brodsky i Lepage (Lepage i Brodsky, 1979a,b, 1980) te nezavisno Efremov i Radyushkin (Efremov i Radyushkin, 1980). Postojanje asimptotske slobode i faktorizacijski teoremi dva su osnovna preduvjeta takvog pristupa.

QCD konstanta vezanja $\alpha_S(Q^2)$, koja određuje jačinu interakcije između kvarkova i gluona pri momentu prijenosa Q^2 , opada logaritamski za veliki Q^2 . Do na doprinose koji uključuju jednu petlju ona je dana izrazom

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (1.1)$$

gdje je

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f,$$

a n_f je broj efektivnih kvarkovskih okusa. Λ_{QCD} je specifična skala jakih interakcija, a eksperimenti ukazuju da je njena veličina reda 150 – 300MeV-a. Iz (1.1) vidimo da pri dovoljno velikim prijenosima impulsa Q^2 možemo primjeniti perturbativni razvoj po $\alpha_S(Q^2)$.

Primjenom faktorizacije visoko- i niskoenergijske dinamike, hadronska amplituda se može prikazati kao konvolucija elementarne amplitude tvrdog

raspršenja $\hat{T}(x_i, Q^2)$ i distribucijskih amplituda $\phi(x_i, Q^2)$ ulaznih i izlaznih hadrona. Pri tome se primjenjuju slijedeća približenja: pri određivanju amplitude tvrdog raspršenja \hat{T} hadroni su zamijenjeni valentnim konstituentima, čije su mase zanemarene, te se rabi kolinearna aproksimacija odnosno transverzalni impulsi konstituenata se zanemaruju. Tada je hadronska amplituda u vodećem redu u $(1/Q)$ dana izrazom oblika

$$\mathcal{M} = \int_0^1 \hat{T}(x_j, Q^2) \prod_{H_i} \phi_{H_i}(x_j, Q^2) [dx], \quad (1.2)$$

gdje je

$$[dx] = \prod_{j=1}^{n_i} dx_j \delta(1 - \sum_{k=1}^{n_i} x_k),$$

a n_i označava ukupan broj valentnih konstituenata hadrona H_i .

\hat{T} je veličina, koja ovisi o procesu i pomoću koje se primjenom računa smetnje opisuje vjerojatnost raspršenja valentnih hadronskih konstituenata, čiji omjeri impulsa s impulsom hadrona iznose $0 < x_j < 1$.

Distribucijska amplituda (DA) predstavlja valnu funkciju na svjetlosnom stošcu valentnog Fockovog stanja, integriranu preko intrinzičnog transverzalnog impulsa k_{\perp}

$$\phi_H(x_i, Q^2) = \int [d^2 k_{\perp}] \psi_V(x_i, \vec{k}_{\perp i}) \Theta(k_{\perp i}^2 < Q^2). \quad (1.3)$$

DA je neovisna o procesu i može se intuitivno interpretirati kao vjerojatnost pronalaženja (valentnih) kvarkova (frakcije hadronskog impulsa x_j) u hadronu, pri čemu su kvarkovi kolinearni hadronu do na na vodeći red u impulsnoj skali Q^2 i nalaze se na ljusci mase. Ova veličina je neperturbativna i sadrži sve učinke hadronske dinamike vezanog stanja, neperturbativnih interakcija, zatočenja i kolinearnih singulariteta. Poznavanje te neperturbativne veličine, zasad je još nedovoljno. Glavne informacije o obliku DA potječu iz analiza QCD sumacijskih pravila (Chernyak i Zhitnitsky, 1984; Farrar et al., 1988; Chernyak et al., 1989) (a detaljna diskusija postupka je dana u Stefanis, 1994). No, postoje i brojne kritike tako dobivenih DA (Jakob et al., 1996; Braun i Halperin, 1994; Radyushkin, 1991). Informacije o obliku DA možemo dobiti i pomoću teorije na rešetci (Martinelli i Sochrajda, 1989). Za nadati se da će informacije dobivene usporedbom teorijskih predviđanja i eksperimentalnih rezultata doprinijeti boljem poznavanju oblika DA.

Faktorizacijska formula (1.2) predstavlja ključni rezultat koji odvaja amplitudu tvrdog raspršenja od dinamike vezanog stanja, tj. perturbativne doprinose od neperturbativnih. Gore navedeni pristup ima smisla ako su prijenosi impulsa u \hat{T} veliki u usporedbi sa intrinzičnom skalom mase kvantne

kromodinamike. Tada se \hat{T} , kao i ovisnost DA $\phi(x_j, Q^2)$ o Q^2 (evolucija DA), mogu računati pomoću perturbativne teorije.

Specijalno, faktorizacijska formula (1.2) za proces $A + B \rightarrow C + D$ poprima oblik

$$\mathcal{M}_{CD,AB}(\hat{s}, \hat{t}) = \int_0^1 \prod_{i=A,B,C,D} [dx_i] \phi_C^*(x_C, Q^2) \phi_D^*(x_D, Q^2) \hat{T}(x_i, \hat{s}, \hat{t}) \phi_A(x_A, Q^2) \phi_B(x_B, Q^2), \quad (1.4)$$

gdje je

$$[dx_i] = \prod_{j=1}^{n_i} dx_{ij} \delta(1 - \sum_{j=1}^{n_i} x_{ij}),$$

a $\hat{s} = (p_A + p_B)^2$, $\hat{t} = (p_A - p_C)^2$, $\hat{u} = (p_A - p_D)^2$ su kinematičke Mandelstamove varijable.

Osnovne posljedice gore iznesenog pristupa su skaliranje odgovarajućih helicitetnih amplituda i opservabli s energijom i očuvanje hadronskog heliciteta.

Općenito se pokazuje da je ovisnost amplitude \mathcal{M} , dane u (1.2), o prijenosu impulsa Q^2 oblika

$$\mathcal{M} \sim \left(\frac{1}{Q}\right)^{n-4}, \quad (1.5)$$

gdje je n ukupan broj elementarnih polja (kvarkova, gluona, fotona i leptona) prisutnih u početnom i konačnom stanju. Jednostavna dimenzionalna analiza vodi na rezultat (1.5). Naime, lako se može pokazati

$$\dim \hat{T} = 4 - n. \quad (1.6)$$

Impulsi svih čestica, koje sudjeluju u procesu, ovisni su o prijenosu impulsa Q i to je jedina veličina dimenzije energije, koja se pojavljuje u konačnom izrazu za amplitudu \hat{T} . Slijedi

$$\hat{T} \sim \frac{1}{Q^{n-4}}. \quad (1.7)$$

Ovisnost QCD konstante vezanja $\alpha_S(Q^2)$ o Q^2 (vidi (1.1)) uvodi još dodatne logaritamske korekcije.

Također, evolucija distribucijske amplitude $\phi(x_j, Q^2)$ vodi na logaritamsku ovisnost o Q^2 . Dakle, relacija (1.5) vrijedi do na logaritamske korekcije od Q . Očito je doprinos prijelaza među valentnim stanjima (odgovara minimalnom broju čestica u početnom i konačnom stanju) dominantan, dok su

doprinosi viših Fockovih stanja potisnuti (svako elementarno polje početnog i konačnog stanja uvodi faktor $1/Q$).

Ponašanje diferencijalnog udarnog presjeka procesa $A + B \rightarrow C + D$ za veliki \hat{s} , $-\hat{t}$ i $-\hat{u}$ i pri fiksnoj kuti raspršnja dano je, u skladu s (1.5), relacijom

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{\hat{s}^{n-2}} f\left(\frac{\hat{t}}{\hat{s}}\right). \quad (1.8)$$

Činjenica da je ukupni kvarkovski, a time i hadronski helicitet očuvan posljedica je zanemarivanja kvarkovskih masa. Naime, vezanje bezmasenih kvarkova s vektorskim baždarnim bozonima (gluonima, fotonima) čuva helicitet. Budući da je DA $L_z = 0$ projekcija hadronske valne funkcije, zbroj spinova (uzduž hadronskog impulsa) interagirajućih hadronskih konstituentata jednak je hadronskom spinu ¹:

$$\sum_{i \in H} s_i^z = s_H^z. \quad (1.9)$$

Kako je totalni kvarkovski helicitet očuvan, a hadronski helicitet je zbroj heliciteta valentnih kvarkova, slijedi

$$\sum_{\text{početni}} \lambda_H - \sum_{\text{konačni}} \lambda_H = 0. \quad (1.10)$$

Dakle, ukupni hadronski helicitet je očuvan do na korekciju reda m^2/Q^2 .

1.2 Poboljšanja slike tvrdog raspršenja

Kao i u svakoj primjeni teorije polja te specijalno perturbativne kvantne kromodinamike, bitno je promotriti ponašanje veličina izračunatih u najnižem redu slike tvrdog raspršenja prilikom uključivanja korekcija višeg reda u konstanti vezanja. Naravno, da bi teorija imala smisla, korekcije višeg reda ne smiju bitno promijeniti rezultat. Ultraljubičasto područje pri tome ne predstavlja problem budući da je teorija renormalizabilna, pa je samo potrebno pravilno tretirati promjenljivu jakost vezanja te kvarkovske i gluonske propagatore. No, posebnu je pažnju pri izvođenju računa s petljama potrebno posvetiti infracrvenom području. Tako se npr. pri računanju pi-onske funkcije strukture pokazuje da su infracrvene korekcije (zapravo, korekcije koje potječu od kolinearnih divergencija) dijagrama s n petlji dane

¹Nasuprot tome, u inkluzivnim reakcijama postoji velik broj neinteragirajućih konstituentata (spektatora), pa je spin aktivnih kvarkova ili gluona tek statistički povezan sa hadronskim spinom (osim na rubu faznog prostora za $x \rightarrow 1$).

sa

$$\frac{\alpha_S(Q^2)}{Q^2} \left(\alpha_S(Q^2) \ln \frac{Q^2}{M^2} \right)^n, \quad (1.11)$$

te su, dakle, uzevši u obzir $\alpha_S(Q^2) \sim (\ln Q^2/\Lambda^2)^{-1}$, istog reda veličine kao i doprinos najnižeg reda. Nužno je te velike logaritme resimirati u distribucijsku amplitudu. Da zaključimo, amplitudu tvrdog raspršenja \hat{T} računamo primjenjujući pQCD te su korekcije višeg reda potisnute potencijama od $\alpha_S(Q^2)$. Doprinosi “velikih logaritama” tipa (1.11) apsorbiramo u DA i tako dobivamo evoluciju distribucijske amplitude ϕ s Q^2 . Zasad je vrlo mali broj ekskluzivnih procesa analiziran u višem redu računa smetnje: mezonska funkcija strukture (Field et al., 1981; Dittes i Radyushkin, 1981), funkcija strukture prijelaza mezona (Braaten, 1983) i $\gamma\gamma \rightarrow M^+M^-$ ($M = \pi, K$) proces (Nižić, 1987).

Istraživanja doprinosa s jednom petljom pionskoj funkciji strukture (Dittes i Radyushkin, 1981) ukazuju da je efektivna energijska skala, koja određuje konstantu vezanja, niža od Q^2 i odgovara gluonskom impulsu $xx'Q^2$. Tada je u područjima $x, x' \rightarrow 0$, tj. u području mekih gluona, potrebno uključiti tranverzalne impulse zanemarene u kolinearnoj aproksimaciji (Li i Sterman, 1992; Li, 1993). Naime, elastična interakcija objekta koji “nosi” boju, npr. kvarka, je potisnuta Sudakovim form-faktorom (Sudakov, 1956), koji kvantificira teškoću sprečavanja akceleriranog naboja da zrači. Slično, elastična interakcija dipola tranverzalne veličine b je potisnuta u području $b \leq Q^{-1}$ (Botts i Sterman, 1989). Dakle, u gore spomenutom slučaju pionske funkcije strukture, tranverzalne impulse možemo zanemariti za $b^2 \leq (xx'Q^2)^{-1}$. Za $x, x' \rightarrow 0$ potrebno je pri računanju amplitude tvrdog raspršenja uključiti i tranverzalne impulse, a u valnu funkciju dodati ovisnost o b . Dobivamo rezultat

$$\hat{T}(Q^2, b) \sim \alpha_S(t) f(xx'Q^2, b), \quad (1.12)$$

pri čemu je, uzevši u obzir radijativne korekcije grupirane u valnoj funkciji te analizirajući pomoću renormalizacijske grupe skalnu konstantu vezanja α_S ,

$$t = \max(1/b, \sqrt{xx'|Q^2}).$$

Sudakovo potisnuće velikih tranverzalnih veličina uzrokuje da su doprinosi funkciji strukture piona pri velikim prijenosima ($> 5\text{GeV}^2$) impulsa značajni samo za područje u kojem je b dovoljno mali. Skala t perturbativnog pristupa je dovoljno velika u cijelom relevantnom integracijskom području.

Uključivanje Sudakovih korekcija te ovisnosti hadronske valne funkcije o intrinzičnim tranverzalnim impulsima konstituenata (Jakob i Kroll, 1993; Bolz et al., 1995) omogućava konzistentno određivanje perturbativnih doprinosa ekskluzivnim procesima u energijskom podrčju od nekoliko GeV-a. No,

tako dobiveni teorijski rezultati su bitno manji od eksperimentalnih (pri tome uzimanje u obzir učinaka intrinzičnih transverzalnih impulsa znatno smanjuje perturbativni rezultat) što ukazuje da su u tom energijskom području bitni meki (“soft”) doprinosi, koje ovakav pristup ne uzima u obzir.

Potrebni su novi i točniji eksperimentalni podaci na višim energijama, koji će omogućiti bolju ocjenu predviđanja navedene slike tvrdog raspršenja. Postavlja se pitanje opravdanosti ovakvog perturbativnog računa na danas dostupnim energijama. U tom energijskom području $\alpha_S(Q^2)$ nije dovoljno mali, i perturbativni razvoj ne konvergira dovoljno brzo, pa je potrebno uključivanje korekcija višeg reda. I dok su kod nekih veličina (poput F_1^p funkcije strukture protona) predviđanja slike tvrdog raspršenja u skladu s eksperimentalnim veličinama, kod drugih je primijećeno odstupanje (npr. znatno narušenje očuvanja hadronskog heliciteta primijećeno kod elastičnog p-p raspršenja). Kao što je već gore spomenuto, to upućuje na bitnu ulogu mekih doprinosa u danas dostupnom energijskom području. Također, distribucijske amplitude hadrona nisu dovoljno poznate, te se od eksperimenta očekuje da razluči između raznih ponuđenih oblika.

Poglavlje 2

Dikvarkovski model

2.1 Uvod

Perturbativna kvantna kromodinamika nije dostatna za opis hadronske strukture i visokoenergijskih hadronskih procesa, budući da konstanta vezanja varira od slabe do jake te se javlja potreba za modeliranjem neperturbativnih doprinosa. Uvođenje dikvarkova spada u takve pokušaje fenomenološkog tretiranja neperturbativnih učinaka.

Pod pojmom dikvark podrazumijeva se bilo koji sistem dva kvarka promatranih zajedno. U kvantno kromodinamičkom pristupu barion je čestica koja se sastoji od tri valentna kvarka te “mora” gluona i kvark-antikvark parova. Pokazuje se da je dobro približenje promatrati barion kao vezano stanje tri konstituentna valentna kvarka ili konstituentnog kvarka i dikvarka. Konstituentni se kvark sastoji od strujnog kvarka te gluona i kvark-antikvark parova koje ovaj “vuče” dok se giba. Dikvark se sastoji od koreliranog para kvarkova. Slika u kojoj se barion sastoji od konstituentnih kvarkova ili konstituentnog kvarka i dikvarka je dobra za srednje prijenose impulsa. Naravno, na dovoljno visokim energijama ne možemo govoriti o postojanju dikvarkova.

Uvođenjem dikvarkova modelirane su jake dvokvarkovske korelacije unutar bariona. Sile ovisne o spinu, učinci orbitalnog angularnog impulsa te razlike masa između različitih kvarkovskih okusa mogu djelomično objasniti postojanje tih dikvarkovskih korelacija. Npr. srednja udaljenost između kvarkova će biti to manja što su kvarkovi teži. Dakle, u barionu sastavljenom od dva teška i jednog lakog kvarka postojat će jake kvarkovske korelacije. Ako je jedan od kvarkova radijalno ili orbitalno pobuđen, također očekujemo postojanje korelacija. U slučaju jednakih kvarkovskih masa, dva nepobuđena kvarka bit će prosječno bliža jedan drugom nego preostalom pobuđenom kvarku. Zbog postojanja kvantno kromodinamičkih sila ovisnih

o spinu dikvarkovske se korelacije pojavljuju i u osnovnom stanju nekih bariona.

Moguće postojanje dikvarkova prvi je puta spomenuto u Gell-Mannovom izvornom radu o kvarkovima (Gell-Mann, 1964). Kasnije su Ida i Kobayashi (Ida i Kobayashi, 1966) te Lichtenberg i Tassie (Lichtenberg i Tassie, 1967) uveli dikvarkove kako bi opisali barion kao stanje složeno od dvije čestice – kvarka i dikvarka. Otprilike u isto vrijeme, u nekim teorijskim radovima iz područja grupa uvedena su stanja s nekim ili svim kvantnim brojevima dikvarkova (Bose, 1966; Bose i Sudarshan, 1967; Miyazawa, 1966, 1968).

Dikvarkovi se pojavljuju u različitim modelima te su tretirani na različite načine. Njihova veličina u raznim modelima varira od točkastih čestica do čestica gotovo hadronske veličine. Dikvarkovske korelacije u nekim modelima predstavljaju važan sastojak hadronske strukture, dok u drugim modelima te korelacije nisu spomenute no iz konteksta je jasno da su uključene. Također, u nekim je modelima dikvarkovski koncept korišten tek kao sredstvo simuliranja nekih neperturbativnih učinaka kvantne kromodinamike. Zapravo, postoje bitna neslaganja ne oko postojanja dikvarkova u hadronima, već oko njihovih svojstava. Kao što je i uobičajeno u fenomenološkom pristupu, najčešće se prihvaća pragmatično stajalište. To znači da ako određeni dikvarkovski model daje dobro slaganje s eksperimentalnim rezultatima, tada se bez obzira na prisutna pojednostavljenja priznaje njegova vrijednost u okvirima primjenljivosti datog modela.

Spomenimo samo da se u literaturi susreće pojam dikvarka različit od prethodno definiranog. Tako npr. u nekim teorijama velikog ujedinjenja kao SU(5) (Georgi i Glashow, 1974) postoje baždarni bozoni nazvani dikvarkovi čija je masa približno 10^{15} GeV-a te su emitirani pri transformaciji kvarka u antikvark. Postoje i topološki dikvarkovi (Chew i Poénaru, 1984) itd.

Postoje brojne primjene dikvarkovskih korelacija u raznim područjima hadronske fizike (iscrpan pregled je dan u (Anselmino et al., 1993)). Dikvarkovi utječu na statička svojstva bariona te mehanizme barionskog raspada i proizvodnju hadrona u hadronski induciranim reakcijama, duboko neelastičnom raspršenju leptona na hadronima i e^+e^- reakcijama. U dikvarkovskom modelu (Carlitz et al., 1977) dano je objašnjenje negativnog neutronskeg radijusa, a u (Stech, 1987) $\Delta I = 1/2$ pravila slabog međudjelovanja. Ulogu dikvarkova u inkluzivnim reakcijama intenzivno je proučavala grupa iz Stockholma (Fredrikson, 1988). Uvođenje dikvarkova pomaže razriješiti probleme čisto kvarkovske slike ekskluzivnih reakcija na srednjim energijama. Tim aspektom primjene dikvarkovskog modela ćemo se i baviti u ovom radu.

2.2 Dikvarkovi

Dikvark (dva kvarka promatrana zajedno) u osnovnom stanju posjeduje pozitivni paritet, te razlikujemo skalarne (spin 0) i aksijalno vektorske dikvarkove (spin 1). Kratkoće radi, aksijalno vektorski dikvarkovi se često u literaturi spominju kao vektorski dikvarkovi.

U prostoru boje dikvarkovi u barionu predstavljaju analogon antikvarka u mezonu budući da vezano stanje kvarka i dikvarka, te kvarka i antikvarka, mora biti singletno stanje (jedino singletna odnosno “bezbojna” stanja su zamijećena slobodna u prirodi). Promotrimo to malo поближе. Formirajmo vezano stanje kvarka i antikvarka

$$3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8.$$

Singletno (simetrično) stanje prikazuje mezone, dok oktetno (antisimetrično) stanje nije zamijećeno u prirodi. Promotrimo li vezanje kvarka i kvarka dobivamo

$$3 \otimes 3 = \bar{3} \oplus 6.$$

Dakle, u prostoru boje razlikujemo dva tipa dikvarkova: antitripletno (antisimetrično) i sekstetno (simetrično) stanje. Nadalje, vezanjem tri kvarka dobivamo

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10.$$

I opet samo singletno stanje odgovara slobodnim česticama koje opažamo u prirodi tj. barionima. Kako je to singletno stanje totalno antisimetrično, svaki par kvarkova je u antisimetričnom stanju. Slijedi da jedino dikvarkovi u antitripletnom stanju mogu s kvarkom tvoriti barion.

Provedemo li naivnu analizu učinkovnog potencijala (kvantno kromodinamički analogon Coulombovog potencijala) između dva kvarka, te kvarka i antikvarka, u području male konstante vezanja α_S (vidi (Griffiths, 1987)) dobivamo da se kvark i antikvark, kao što i očekujemo, privlače u singletnom stanju, a odbijaju u oktetnom te da se kvark i kvark privlače u antitripletnom stanju, a odbijaju u sekstetnom stanju. Također, u tom slučaju vrijedi

$$V_{qq}^{(\bar{3})} = \frac{1}{2} V_{q\bar{q}}^{(1)}. \quad (2.1)$$

Ovaj rezultat podupire hipotezu privlačenja dva kvarka u barionima te postojanja dikvarkova. No, kao što i privlačenje kvarka i antikvarka u singletnom stanju ne dokazuje da se vezanje zaista pojavljuje u singletnom i samo u singletnom stanju (za to bi trebali poznavati i dugodosežno ponašanje potencijala) tako i ovo razmatranje možemo shvatiti tek kao naznaku postojanja

dikvarkova ¹. Rezultat (Sommer i Wosiek, 1984) iz teorije na rešetci također približno daje (2.1).

Razmatramo li samo lake kvarkove u, d i s , tada pod pretpostavkom da vrijedi SU(6) spin-okus simetrija kvarkova, dobivamo

$$6 \otimes 6 = 21 \oplus 15.$$

21-multiplet je simetričan, a 15-multiplet antisimetričan. Nadalje, vezanje dikvarka i kvarka daje

$$\begin{aligned} 21 \otimes 6 &= 56 \oplus 70 \\ 15 \otimes 6 &= 20 \oplus 70. \end{aligned}$$

Postojanje barionskog 20-multipleta nije eksperimentalno potvrđeno. Njegova nenazočnost se može jednostavno objasniti u dikvarkovskom modelu (za razliku od toga u uobičajenom kvarkovskom modelu nema takvog jednostavnog objašnjenja). Naime, iz Paulievog principa slijedi da valna funkcija dva kvarka u barionu mora biti antisimetrična, a kako je valna funkcija boje antisimetrična izlazi da ostatak valne funkcije mora biti simetričan. Ako najniže stanje dva kvarka nema orbitalnog impulsa, tada je prostorna valna funkcija simetrična. Tada i spin-okus valna funkcija mora biti simetrična. Dakle, jedino dikvarkovi simetričnog 21-multipleta se vežu s kvarkovima tvoreći barion, dok se barionski 20-multiplet ne pojavljuje.

Promotrimo sad posebno okusnu, a posebno spinsku strukturu dikvarkovskog 21-multipleta

$$21 = 6 \times 3 \oplus \bar{3} \times 1.$$

Gornja nam jednakost kazuje da teorija grupa primijenjena na dikvarkovsku sliku daje SU(3) okusni sekstet vektorskih dikvarkova i SU(3) okusni antitriplet skalarnih dikvarkova:

$$\begin{aligned} V &: uu \quad ud \quad dd \quad ds \quad us \quad ss \\ S &: ud \quad us \quad ds \end{aligned} \quad (2.2)$$

¹Izvođenje svojstava vezanih stanja iz prvih principa kvantne kromodinamike još predstavlja zahtjevan problem. Tako, i za postojanje dikvarkova unutar bariona postoje razni pokazatelji, no ne i čvrst dokaz i razlog. Cahill i suradnici (Cahill, 1992; Cahill et al., 1987) su korištenjem integrala po putevima transformirali kvantnu kromodinamiku kvarkova i gluona u teoriju koja uključuje bilokalna mezonska i dikvarkovska polja te nadalje pokazali da daljnjom transformacijom kvark-dikvarkovskog sektora dobivamo i barionska polja.

2.3 Primjena dikvarkovskog modela na opis ekskluzivnih procesa

Kao što je već spomenuto u poglavlju 1, rezultati primjene čisto kvarkovske slike na računanje ekskluzivnih procesa pri velikim prijenosima impulsa nisu u potpunom slaganju s eksperimentalnim rezultatima na danas dostupnim energijama. Primijećena odstupanja od predviđene ovisnosti opservabli o prijenosima impulsa (o skaliranju opservabli s energijom), te narušenje očuvanja hadronskog heliciteta, ukazuju da u području srednjih energija postoje još neki neperturbativni učinci koji nisu uzeti u obzir. Uvođenje dikvarka kao barionskog konstituenta omogućuje modeliranje tih neperturbativnih učinaka.

Razmotrimo ekskluzivne interakcije pri prijenosima impulsa veličine nekoliko GeV^2 . Na tim srednjim energijama barion možemo shvatiti kao vezano stanje kvarka i dikvarka, koji predstavlja kvazi-elementarnu česticu. Nadalje, primjenjujući Brodsky-Lepage formalizam izložen u poglavlju 1, ekskluzivne hadronske interakcije opisujemo preko perturbativnih interakcija između barionskih konstituenata, dok je dinamika vezanog stanja sadržana u distribucijskim amplitudama.

Ovaj pristup ekskluzivnim reakcijama često daje bolje slaganje s eksperimentom od uobičajenog trokvarkovskog opisa bariona. Očite su dvije posljedice uvođenja dikvarkova. Smanjenje broja konstituenata će uzrokovati modifikaciju ovisnosti opservabli o prijenosima impulsa, što se slaže s eksperimentalnim podacima (Kroll et al., 1992). Nadalje, vezanje vektorskih dikvarkova na gluone omogućit će neočuvanje hadronskog heliciteta. Ovo svojstvo nudi objašnjenje primijećenih znatnih spinskih efekata (Crabb et al., 1990). Naravno, na vrlo velikim vrijednostima prijenosa impulsa, dikvark se "razlaže" na dva kvarka te vrijede predviđanja čisto kvarkovske slike tvrdog raspršenja.

Ovaj dikvarkovski model, kojim se bavimo u ovom radu, je već primijenjen na niz ekskluzivnih procesa. Proučavane su foton-nukleon reakcije uključujući protonske i neutronske elektromagnetske funkcije strukture (Jakob et al., 1993), funkcije strukture prijelaza $p - \Delta$ i $p - S_{11}$ (Kroll et al., 1992), Comptonovo raspršenje ($\gamma p \rightarrow \gamma p$) (Kroll et al., 1996a) te anihilaciju fotona ($\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$) (Kroll et al., 1993). Također su, u ovom pristupu, razmatrani i raspadi šarmoniuma poput $\eta_C, \chi_{0,1,2} \rightarrow p\bar{p}$ (Anselmino et al., 1991), $p\bar{p}$ anihilacija u hiperone i teške barionske i mezonske parove ($p\bar{p} \rightarrow Y\bar{Y}, \Lambda_C \bar{\Lambda}_C, D^+ D^-$ itd.) (P.Kroll et al., 1989), te pp elastično raspršenje (Anselmino et al., 1987).

2.4 Osnovni sastojci dikvarkovskog modela

Promotrimo li (1.2) uviđamo da, kako bi mogli primijeniti Brodsky-Lepage formalizam na obradu ekskluzivnih reakcija uz pretpostavku postojanja dikvarkova, moramo definirati oblik barionskih valnih funkcija u tom modelu te Feynmanova pravila za računanje amplitude tvrdog raspršenja.

2.4.1 Barionske valne funkcije

Valnu funkciju bariona B heliciteta λ možemo pisati (pri čemu zbog jednostavnosti izostavljamo indekse boje)

$$\begin{aligned} |B, \lambda\rangle &= \sum_{i,j,\nu} \psi_{\lambda\nu\sigma}^{Bij}(x_1) |q_i\nu; D_j\sigma\rangle \\ &= f_S^B \phi_S^B(x_1) \sum_{ij} C_{\lambda\lambda 0}^{Bij} |q_i\lambda; S_j\rangle + f_V^B \phi_V^B(x_1) \sum_{ij\nu} C_{\lambda\nu\sigma}^{Bij} |q_i\nu; V_j\sigma\rangle . \end{aligned} \quad (2.3)$$

Pri tome $\sigma = \lambda - \nu$, C -ovi označavaju odgovarajuće Clebsch-Gordan-ove koeficijente, a oznake S i V veličine kojima doprinose skalarna odnosno vektorska dikvarkovska stanja (D). U kolinearnom približenju vrijedi $p_q = x_1 p_B$, $p_D = x_2 p_B = (1 - x_1) p_B$ (p_q označava kvarkovski impuls, p_D dikvarkovski, a p_B barionski). Funkcije ϕ_S^B i ϕ_V^B predstavljaju distribucijske amplitude (valne funkcije na svjetlosnom stošcu integrirane po transverzalnemu impulsu) koje sadržavaju kompliciranu neperturbativnu dinamiku vezanog stanja. Uobičajeno su normalizirane

$$\int_0^1 \phi_{S(V)}^B(x_1) dx_1 = 1 . \quad (2.4)$$

Konstante f_S^B i f_V^B mogu biti interpretirane kao konstante raspada bariona te se mogu, u principu, odrediti iz vjerojatnosti odgovarajućeg Fockovog stanja $|qS\rangle$ ili $|qV\rangle$ i k_\perp ovisnosti pripadajuće valne funkcije. Budući da tek vrlo grube procjene ovih veličina mogu biti date, u praksi ih ostavljamo kao slobodne parametre čije vrijednosti određujemo iz usporedbe s eksperimentom.

Pokazuje se da je korisno spinski dio valne funkcije bariona napisati u kovarijantnom obliku. Pretpostavimo li da nema orbitalnog angularnog momenta između kvarka i dikvarka te iskoristimo li kolinearno približenje, dobivamo da valentno Fock stanje valne funkcije bariona B, koji pripada barionskom oktetu spina 1/2 možemo pisati

$$\Psi^B(p_B; \lambda) = f_S^B \phi_S^B(x_1) \chi_S^B u(p_B, \lambda) + f_V^B \phi_V^B(x_1) \chi_V^B \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\gamma^\alpha + \frac{p_B^\alpha}{m_B} \right) \gamma_5 u(p_B, \lambda) . \quad (2.5)$$

Vidimo da kovarijantna reprezentacija valne funkcije (2.5) sadrži osim x_1 i α (Lorentzov indeks polarizacijskog vektora vektorskog dikvarka) samo barionske veličine (impuls p_B , helicitet λ , barionsku masu m_B).

Pretpostavimo li SU(6) spinsko-okusnu simetriju, okusne funkcije χ su za proton i Λ (tj. za barione koji sudjeluju u procesu koji proćavamo u ovom radu) dane sa

$$\begin{aligned}\chi_S^p &= |uS_{[ud]}\rangle, \\ \chi_V^p &= [|uV_{[ud]}\rangle - \sqrt{2}|dV_{[uu]}\rangle] / \sqrt{3},\end{aligned}\quad (2.6)$$

$$\begin{aligned}\chi_S^\Lambda &= [|uS_{[ds]}\rangle - |dS_{[us]}\rangle - 2|sS_{[ud]}\rangle] / \sqrt{6}, \\ \chi_V^\Lambda &= [|uV_{[ds]}\rangle - |dV_{[us]}\rangle] / \sqrt{2}.\end{aligned}\quad (2.7)$$

U prijašnjim primjenama dikvarkovskog modela (Jakob et al., 1993; Kroll et al., 1993, 1996a) pokazano je da je za Fockovo stanje bariona B, koje se sastoji od kvarka i skalarnog dikvarka, prikladan sljedeći fenomenološki oblik distribucijske amplitude

$$\phi_S^B(x_1) = N_S x_1 (1 - x_1)^3 \exp[-b^2(m_q^2/x_1 + m_S^2/x_2)], \quad (2.8)$$

a za vezano stanje kvarka i vektorskog dikvarka

$$\phi_V^B(x_1) = N_V x_1 (1 - x_1)^3 (1 + c_{V1}x_1 + c_{V2}x_1^2) \exp[-b^2(m_q^2/x_1 + m_V^2/x_2)]. \quad (2.9)$$

Analitički oblik ovih distribucijskih amplituda slijedi iz izraza za nerelativističke valne funkcije harmoničkog oscilatora (Huang, 1989), pa su mase koje se pojavljuju u eksponentu konstituentne mase. Uzimamo 330 MeV za masu lakih kvarkova (u i d), 480 MeV za masu s kvarka, te 580 MeV za masu lakih dikvarkova (samo oni doprinose procesu kojim ćemo se baviti). Primitimo da su distribucijske amplitude ovisne o okusu zbog prisutnosti masa u eksponentu. Prije integracije po transverzalnom impulsu ovisnost valne funkcije o k_\perp je oblika $\sim \exp[-b^2 k_\perp^2 / x_1(1 - x_1)]$ i to nam dozvoljava da fiksiramo oscilatorni parametar $b^2 = 0.248 \text{ GeV}^{-2}$, tako da srednji intrinzični transverzalni impuls kvarkova unutar nukleona iznosi $\sqrt{\langle k_\perp^2 \rangle} \approx 600 \text{ MeV}$ (što odgovara rezultatu dobivenom proćavanjem distribucije transveralnog impulsa u semi-inkluzivnom duboko neelastičnom μp raspršenju (Aubert, 1980)). Eksponencijalni dio je u jednadžbi (2.8) i (2.9) uveden iz teorijskih razloga kako bi područja malih enegija – meka područja (“soft” područja), te krajnja područja $x_1 \rightarrow 0, 1$ (“end-point” područja) bila potisnuta. Pri određivanju parametara usporedbom s eksperimentalnim podacima eksponencijalni dio DA ne igra bitnu ulogu, pa mase i oscilatorni parametar ne

ostavljamo kao slobodne parametre (za razliku od koeficijenata c_{V1} i c_{V2}) već ih uzimamo iz literature. Konstante N_S i N_V su određene iz uvjeta (2.4).

Spomenimo još da je valna funkcija boje vezanog stanja kvarka i dikvarka (izostavljena u (2.3) i (2.5)) dana sa

$$\psi_{qD}^{boja} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{a=1}^3 \delta_{a\bar{a}}. \quad (2.10)$$

2.4.2 Feynmanova pravila za dikvarkove

Ovdje ćemo navesti formule potrebne za perturbativni opis hadronskih procesa unutar dikvarkovskog modela. Feynmanova pravila za interakciju skalarnih (S) i vektorskih (V) dikvarkova s fotonima i gluonima su standardna pravila za interakciju spin 1 baždarnih bozona sa spin 0 odnosno spin 1 česticama. Pri tome je dozvoljeno da vektorski dikvarkovi posjeduju anomalni (kromomagnetski) moment. Kad primjenjujemo dikvarkovski model, Feynmanove dijagrame računamo rabeći Feynmanova pravila za točkaste čestice, a složenu strukturu dikvarkova uzimamo u obzir uvodeći dikvarkovske funkcije strukture.

Izrazi za propagatore su dani sa

$$S : \frac{i}{p^2 - m_S^2}, \quad (2.11)$$

$$V : \frac{i}{p^2 - m_V^2} \left[-g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_V^2} \right]. \quad (2.12)$$

Nadalje, navodimo ² $\gamma - S$ i $g - S$ vrhove

$$S \begin{pmatrix} g \\ \gamma \end{pmatrix} S : i \begin{pmatrix} +g_S t^a \\ -e_0 e_S \end{pmatrix} (p_1 + p_2)_\mu, \quad (2.13)$$

$$\gamma S \begin{pmatrix} g \\ \gamma \end{pmatrix} S : 2i \begin{pmatrix} -e_0 e_S g_S t^a \\ +e_0^2 e_S^2 \end{pmatrix} g_{\mu\nu}, \quad (2.14)$$

$$g S g S : i g_S^2 \{t^a, t^b\} g_{\mu\nu}, \quad (2.15)$$

te $\gamma - V$ i $g - V$ vrhove

$$V \begin{pmatrix} g \\ \gamma \end{pmatrix} V : i \begin{pmatrix} -g_S t^a \\ +e_0 e_V \end{pmatrix} \{g_{\alpha\beta} (p_1 + p_2)_\mu - g_{\mu\alpha} [(1 + \kappa_V) p_1 - \kappa_V p_2]_\beta$$

²Impulsi p_1 i p_2 (te Lorentzovi indeksi α i β) odgovaraju ulaznom odnosno izlaznom dikvarku.

$$-g_{\mu\beta}[(1 + \kappa_V)p_2 - \kappa_V p_1]_\alpha\}, \quad (2.16)$$

$$\gamma V \begin{pmatrix} g \\ \gamma \end{pmatrix} V : i \begin{pmatrix} +e_0 e_V g_S t^a \\ -e_0^2 e_V^2 \end{pmatrix} (2g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta} - g_{\mu\beta}g_{\alpha\nu} - g_{\mu\alpha}g_{\beta\nu}), \quad (2.17)$$

$$gVgV : -ig_S^2 \{ \{t^a, t^b\} g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta} - [(1 + \kappa_V)(t^a t^b) - \kappa_V(t^b t^a)] g_{\mu\beta}g_{\alpha\nu} \\ - [(1 + \kappa_V)(t^b t^a) - \kappa_V(t^a t^b)] g_{\mu\alpha}g_{\beta\nu} \}. \quad (2.18)$$

Ovdje $g_S = \sqrt{4\pi\alpha_S}$ označava konstantu vezanja jake interakcije, $t^a = \lambda^a/2$, gdje su λ^a Gell-Mannove matrice boje, a κ_V označava anomalni (kromomagnetski) moment V dikvarka.

Potpunosti radi, spomenimo još i Feynmanova pravila za propagatore kvarkova i gluona

$$q : i \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2}, \quad (2.19)$$

$$g : -i \frac{g_{\alpha\beta}}{p^2}, \quad (2.20)$$

te odgovarajuće vrhove ³

$$q \begin{pmatrix} g \\ \gamma \end{pmatrix} q : -i \begin{pmatrix} g_S t^a \\ e_0 e_q \end{pmatrix} \gamma_\mu, \quad (2.21)$$

$$ggg : -g_S f_{abc} [g_{\alpha\beta}(p_1 - p_2)_\gamma + g_{\beta\gamma}(p_2 - p_3)_\alpha + g_{\gamma\alpha}(p_3 - p_1)_\beta]. \quad (2.22)$$

Mase kvarkova i skalarnih dikvarkova se zanemaruju pri izvođenju računa u slici tvrdog raspršenja.

Kao što smo već spomenuli, činjenicu da dikvark nije točkasta čestica uzimamo u obzir množeći izraze za različite Feynmanove dijagrame dikvarkovskim funkcijama strukture, koje ovise o broju (n) baždarnih bozona koji interagiraju s dikvarkom. Tako su funkcije strukture skalarnih dikvarkova dane sa

$$F_S^{(n+2)}(Q^2) = \delta_S \frac{Q_S^2}{Q_S^2 + Q^2} \begin{cases} 1 & n = 1, \\ a_S & n \geq 2 \end{cases}, \quad (2.23)$$

dok za funkcije strukture vektorskih dikvarkova uzimamo

$$F_V^{(n+2)}(Q^2) = \delta_V \left(\frac{Q_V^2}{Q_V^2 + Q^2} \right)^2 \begin{cases} 1 & n = 1 \\ a_V \left(\frac{Q_V^2}{Q_V^2 + Q^2} \right)^{n-1} & n \geq 2 \end{cases}. \quad (2.24)$$

³Trigluonski vrh je definiran na uobičajeni način, tj. zbroj impulsa gluona koji interagiraju je nula. Četverogluonski vrh se ne pojavljuje u najnižem redu u α_S (a u modelu jedino i ima smisla računati taj red).

Ovaj izbor funkcija strukture osigurava da u limesu $Q^2 \rightarrow \infty$ ponašanje opservabli predviđeno dikvarkovskim modelom odgovara predikcijama čisto kvarkovskog modela. Pri tome, faktor

$$\delta_{S(V)} = \begin{cases} 1 & Q^2 \leq Q_{S(V)}^2 \\ \alpha_S(Q^2)/\alpha_S(Q_{S(V)}^2) & Q^2 \geq Q_{S(V)}^2 \end{cases} \quad (2.25)$$

osigurava točne potencije $\alpha_S(Q^2)$ za asimptotsko veliki Q^2 . Za promjenljivu jakost vezanja rabimo

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{25 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.26)$$

(relacija (1.1) uz $n_f = 4$) uz $\Lambda_{QCD} = 200\text{MeV}$ i dodatno ograničenje $\alpha_S < 0.5$. $a_{S,V}$ su parametri jakosti. Naime, budući da dikvarkovi u međustanjima mogu biti dosta izvan masene ljuske trebalo bi uzeti u obzir i mogućnost pobuđivanja i raspada. U oba slučaja vjerojatno je da bi došlo do neelastične reakcije. Zbog toga se u ovom pristupu ne moramo eksplicitno baviti tim mogućnostima. Ipak pobuđenje ili raspad dikvarka vodi do određene količine apsorpcije, koju onda uzimamo u obzir ovim parametrima jakosti $a_{S,V}$.

2.5 Parametri modela

Iz dosad navedenog vidljivo je da ovaj dikvarkovski model posjeduje 9 slobodnih parametara:

- konstante f_S i f_V koje ulaze u valnu funkciju bariona (2.5)
- konstante c_{V1} i c_{V2} iz distribucijske amplitude bariona, kao vezanog stanja kvarka i vektorskog dikvarka (2.9)
- parametri Q_S^2 i Q_V^2 i parametri jakosti a_S i a_V koji se pojavljuju u funkcijama strukture dikvarkova (2.23) i (2.24)
- anomalni (kromomagnetski) moment vektorskog dikvarka κ_V , koji se pojavljuje u Feynmanovim pravilima za $\gamma - V$ i $g - V$ vezanje (2.16-2.18).

Usporedbom teorijskih rezultata s eksperimentalnim podacima za elastično elektron-nukleon raspršenje dobiveni su parametri dikvarkovskog modela (Jakob et al., 1993), koji su zatim pri primjeni na druge ekskluzivne procese

(Kroll et al., 1993, 1996a) dali dobre rezultate. Skup parametara za skalarne dikvarkove dan je sa

$$f_S = 73.85 \text{ MeV}, \quad Q_S^2 = 3.22 \text{ GeV}^2, \quad a_S = 0.15, \quad (2.27)$$

a za vektorske dikvarkove sa

$$\begin{aligned} f_V &= 127.7 \text{ MeV}, & Q_V^2 &= 1.50 \text{ GeV}^2, & a_V &= 0.05, \\ \kappa_V &= 1.39, & c_{V1} &= 5.8, & c_{V2} &= -12.5. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Poglavlje 3

Fotoprodukcija K i K* mezona pri velikim prijenosima impulsa

3.1 Uvod

Fotoprodukcija mezona pripada velikoj klasi fotonski induciranih reakcija za koje postoje eksperimentalni podaci u području od nekoliko GeV-a (Shupe et al., 1979; Anderson et al., 1976). Procesi $\gamma p \rightarrow KY$ ($Y = \Lambda, \Sigma$) jedni su od najjednostavnijih procesa, koji omogućuju proučavanje proizvodnje stranosti. U posljednje vrijeme interes za ove procese je povećan zbog pojave nove generacije akceleratora na srednjim energijama tipa ELSA i CEBAF.

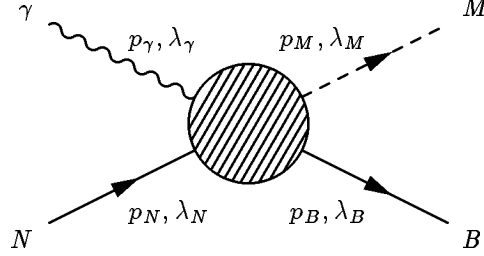
Tradicionalni hadronski modeli primijenjeni na fotoprodukciju kaona uglavnom rabe tehnike Feynmanovih dijagrama (Bennhold, 1989; Adelseck i Saghai, 1990, 1992; Williams et al., 1992). Reakcije se zasnivaju na izmjeni p , Λ , Σ , K i K^* čestica, zajedno sa varirajućim brojem N^* i Y^* rezonancija. Osim što postoje problemi sa SU(3) granicama na hadronske konstante vezanja g_{KYN} (Mart et al., 1995), izgleda da područje primjenjivosti ovih modela seže do fotonskih energija od približno $p_{lab}^{\gamma} \leq 1.4 - 2.2$ GeV. Očekuje se da novi precizniji i kompletniji podaci (koji uključuju i spinske opservable) (Schumacher, 1995; Paul et al., 1995), razriješe postojeće nesigurnosti oko mezon-barion vezanja i parametara rezonancija.

Fundamentalnije bi se obrada fotoprodukcije trebala, naravno, zasnivati na kvantnoj kromodinamici. Korak u tome smjeru predstavljaju učinkovni modeli “inspirirani kvantnom kromodinamikom”, koji uključuju jednu ili više osobina kvantne kromodinamike. Kao primjer možemo navesti kiralni kvarkovski model nedavno primijenjen na fotoprodukciju kaona (Li, 1995). Njegovi su osnovni stupnjevi slobode konstituentni kvarkovi i članovi pseudoskalarnog mezonskog okteta (K , η i π), koji predstavljaju Goldstoneove bo-

zone povezane sa spontanom lomljenjem kiralne simetrije. Zatočeni kvarkovi interagiraju izmjenom Goldstoneovih bozona. Ovaj model ima manje parametara od hadronskih modela te daje razumne rezultate za $p_{lab}^\gamma \leq 2$ GeV. Njegova je primjenjivost, međutim, ograničena zbog korištenja nerelativističkih operatora prijelaza i barionskih valnih funkcija.

Direktna primjena kvantne kromodinamike je (do sad bila) ograničena na kinematičke situacije u kojima se raspršenje hadronskih konstituenata i njihova hadronizacija odvijaju na različitim skalama. Općenito to znači na velikim energijama i velikim prijenosima impulsa (p_\perp). Iznad rezonantnog područja ($p_{lab}^\gamma \gg 1$ GeV) udarni presjek ekskluzivne fotoprodukcije posjeduje karakterističnu kutnu ovisnost. Za kutove $\theta_{cm} \approx 0^\circ$ (mali t) i $\theta_{cm} \approx 180^\circ$ (veliki u) udarni presjek jako varira te se može reproducirati izmjenom mezonskih i barionskih Regge trajektorija (Donnachie, 1972). Oko $\theta_{cm} = 90^\circ$ (veliki t i u) udarni se presjek “izravnava” te za fiksne kuteve pokazuje ovisnost o energiji tipičnu za tvrdi interakciju između fotona i konstituenata unutar protona. Model konstituentnog raspršenja za nelastične i kvazielastične reakcija pri velikim energijama i velikim p_\perp predložen je u (Gunion et al., 1973). Interakcijski mehanizam ovog modela prikazuje izmjena kvarkova te je to jedan od najjednostavnijih načina za opisivanje fotoprodukcije stranosti. Rezultirajuća amplituda izmjene dana je konvolucijom preko kvarkovskih valnih funkcija na svjetlosnom stošću, koje trebaju biti prikladno parametrizirane.

Slika tvrdog raspršenja predstavlja suptilniju sliku u kojoj se računaju doprinosi vodećih (valentnih) Fockovih stanja (“leading twist contributions”) tvrdim ekskluzivnim reakcijama unutar perturbativne kvantne kromodinamike. Rezultat takve analize je faktorizacijska formula (1.2) izražena preko konvolucijskog integrala, koji se sastoji od distribucijskih amplituda (DA) i amplitude tvrdog raspršenja. Amplituda tvrdog raspršenja, ovisna o procesu, se dobiva perturbativnim računom te predstavlja raspršenje hadronskih konstituenata u kolinearnoj aproksimaciji. Distribucijske amplitude su neovisne o procesu te sadrže neperturbativnu dinamiku vezanog stanja hadronskih konstituenata. Osnovne informacije o obliku distribucijskih amplituda dobivamo iz analiza kvantno kromodinamičkih sumacijskih pravila. Ovaj pristup ekskluzivnim reakcijama je detaljno objašnjen u poglavlju 1. Primjena na opis fotoprodukcije mezona vrlo je zanimljiva. Ove reakcije posjeduju bogatu okusnu strukturu, a ujedno su i dovoljno jednostavne te dozvoljavaju izračunavanje svih Feynmanovih dijagrama, koji doprinose amplitudi tvrdog raspršenja. Doprinosi različitim fotoprodukcijским kanalima tretiranim u čisto kvarkovskoj slici publicirani su u (Farrar et al., 1991). U tom se radu diskutira također i osjetljivost rezultata na izbor hadronske distribucijske amplitude. Postoje zamjerke na numeriku korištenu u tom računu, no svejedno možemo ustvrditi da su predviđanja za $K - \Lambda$ kanal (kojim se bavimo



Slika 3.1: Kinematika fotoprodukcije mezona.

u ovom radu) u priličnom neslaganju s eksperimentom.

Dikvarkovski model (uveden u poglavlju 2) predstavlja jedan od mogućih načina obrade ekskluzivnih reakcija u području srednjih energija, kojim se modeliraju neperturbativni učinci prisutni u tom području uvođenjem dikvarkova kao barionskih konstituenata, a sam račun se izvodi u skladu s formalizmom slike tvrdog raspršenja (uvedenim u poglavlju 1). Osnovni sastojci dikvarkovskog modela (tj. barionske distribucijske amplitude izražene preko kvarkovskih i dikvarkovskih veličina, vezanje gluona i fotona na dikvarkove te fenomenološke dikvarkovske funkcije strukture) navedeni su u odjeljku 2.4. U ovom radu dikvarkovski model je primijenjen na obradu fotoprodukcije $K - \Lambda$ i $K^* - \Lambda$ konačnih stanja.

3.2 Helicitetne amplitude i opservable fotoprodukcije mezona

Neka je

$$\mathcal{M}_{\{\lambda\}} \equiv \mathcal{M}_{\lambda_M, \lambda_B, \lambda_\gamma, \lambda_N} \quad (3.1)$$

helicitetna amplituda procesa $\gamma N \rightarrow MB$. Kinematika je objašnjena na slici 3.1. Ekskluzivna fotoprodukcija pseudoskalarnih mezona može općenito biti opisana sa 4 nezavisne helicitetne amplitude. Koristeći notaciju (Barker et al., 1975), označimo te četiri amplitude sa

$$\begin{aligned} N &= \mathcal{M}_{0, -\frac{1}{2}, +1, +\frac{1}{2}}, & S_1 &= \mathcal{M}_{0, -\frac{1}{2}, +1, -\frac{1}{2}}, \\ D &= \mathcal{M}_{0, +\frac{1}{2}, +1, -\frac{1}{2}}, & S_2 &= \mathcal{M}_{0, +\frac{1}{2}, +1, +\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Pri tome je očito da za N i D ne vrijedi očuvanje hadronskog heliciteta, dok je za S_1 i S_2 ukupan hadronski helicitet sačuvan. Naše su helicitetne amplitude normalizirane na takav način da je diferencijalni udarni presjek

dan izrazom

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{32\pi(s - m_p^2)^2} (|N|^2 + |S_1|^2 + |S_2|^2 + |D|^2) . \quad (3.3)$$

Budući da, kako ćemo nešto kasnije objasniti, u procesu $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ tretiranom unutar dikvarkovskog modela sudjeluju samo skalarni dikvarkovi (usporedi (2.6) i (2.7)), a helicitet duž kvarkovskih linija je očuvan, vrijedi i očuvanje hadronskog heliciteta (za detaljnije objašnjenje vidi odjeljak 3.3). Dakle, za proces koji nas zanima vrijedi $N = D = 0$.

Kako N i D isčezavaju, od 15 različitih polarizacijskih varijabli diskutiranih u (Barker et al., 1975) samo se 3 međusobno razlikuju. Možemo ih izabrati u obliku fotonske asimetrije

$$\Sigma \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} - \frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} = \frac{1}{16\pi(s - m_p^2)^2} \text{Re}(S_1^* S_2 - ND^*) , \quad (3.4)$$

te dvije opservable dvostruke polarizacije

$$G \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{1}{16\pi(s - m_p^2)^2} \text{Im}(S_1 S_2^* + ND^*) , \quad (3.5)$$

i

$$E \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{32\pi(s - m_p^2)^2} (|N|^2 - |S_1|^2 + |S_2|^2 - |D|^2) . \quad (3.6)$$

$d\sigma_{\perp}$ ($d\sigma_{\parallel}$) označava udarni presjek za fotone, koji su polarizirani okomito (paralelno) ravnini u kojoj se odvija reakcija. Opservablu G iz (3.5) možemo mjeriti pomoću svjetlosti linearno polarizirane pod kutem od $\pi/4$ prema ravnini raspršenja te mete polarizirane u z -smjeru. Opservablu E iz (3.6) možemo mjeriti pomoću cirkularno polarizirane svjetlosti.

Fotoprodukciju vektorskih mezona možemo izraziti pomoću 12 linearno nezavisnih helicitetnih amplituda (Tabakin, 1994). Od toga su 4 amplitude različite od nula kad dikvarkovski model primijenimo na formiranje $K^{*+} - \Lambda$ stanja. Tako uz S_1 i S_2 možemo izabrati još i npr. $\mathcal{M}_{+1, -\frac{1}{2}, +1, +\frac{1}{2}}$ i $\mathcal{M}_{-1, +\frac{1}{2}, +1, -\frac{1}{2}}$. Zbog nedostatka eksperimentalnih podataka ograničit ćemo našu diskusiju na diferencijalni udarni presjek koji dobivamo uključujući u (3.3) $|\mathcal{M}_{+1, -\frac{1}{2}, +1, +\frac{1}{2}}|^2$ i $|\mathcal{M}_{-1, +\frac{1}{2}, +1, -\frac{1}{2}}|^2$.

3.3 Fotoprodukcija kaona u dikvarkovskom modelu

3.3.1 Formulacija problema u pristupu tvrdog raspršenja

Unutar pristupa tvrdog raspršenja helicitetna amplituda reakcije $\gamma N \rightarrow MB$ je dana (do na vodeći red u $1/p_\perp$) preko konvolucijskog integrala (1.4). Valne funkcije bariona u dikvarkovskom modelu definirane su u odjeljku 2.4.1. Slično, $q - \bar{q}$ valne funkcije pseudoskalarnih (PM) i vektorskih (VM) mezona možemo prikazati na kovarijantan način

$$\Psi^{PM}(p_{PM}) = f^{PM} \phi^{PM}(x_1) \chi^{PM} \frac{1}{\sqrt{2}} (\not{p}_{PM} + m_{PM}) \gamma_5, \quad (3.7)$$

$$\Psi^{VM}(p_{VM}; \lambda) = -f^{VM} \phi^{VM}(x_1, \lambda) \chi^{VM} \frac{1}{\sqrt{2}} (\not{p}_{VM} + m_{VM}) \not{\epsilon}(\lambda). \quad (3.8)$$

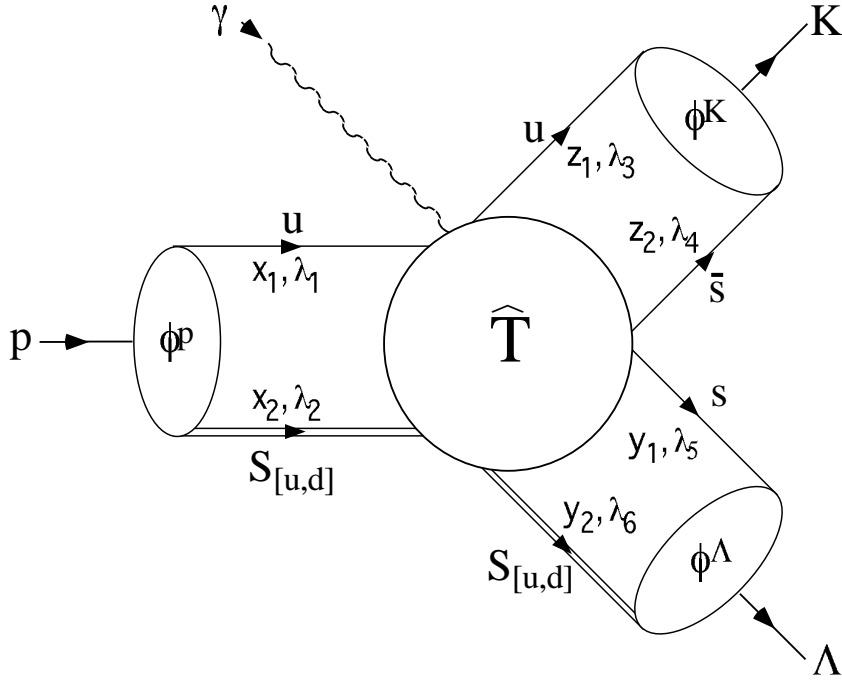
Specijalno, valne funkcije izlaznih K^+ i K^{*+} mezona su dane sa

$$\begin{aligned} \Psi^{K^+}(p_{K^+}) &= f^{K^+} \phi^{K^+}(z_1) \frac{1}{\sqrt{2}} (\not{p}_K + m_{K^+}) \gamma_5 \otimes \langle u\bar{s} |, \\ \Psi^{K^{*+}}(p_{K^{*+}}; \lambda_K) &= f^{K^{*+}} \phi^{K^{*+}}(z_1, \lambda_K) \frac{1}{\sqrt{2}} (\not{p}_K + m_{K^{*+}}) \not{\epsilon}^*(\lambda_K) \otimes \langle u\bar{s} |. \end{aligned} \quad (3.9)$$

U ovom se radu bavimo fotoprodukcijom kaona u procesu $\gamma p \rightarrow K^{(*)+} \Lambda$. Relevantna helicitetna amplituda raspršenja $\mathcal{M}_{\{\lambda\}}$ je oblika (vidi (1.4))

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\{\lambda\}}(\hat{s}, \hat{t}) &= \int_0^1 dx_1 dy_1 dz_1 \\ &\Phi^{K^{(*)\dagger}}(z_1, \tilde{Q}) \Phi^{\Lambda^\dagger}(y_1, \tilde{Q}) \hat{T}_{\{\lambda\}}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) \Phi^p(x_1, \tilde{Q}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

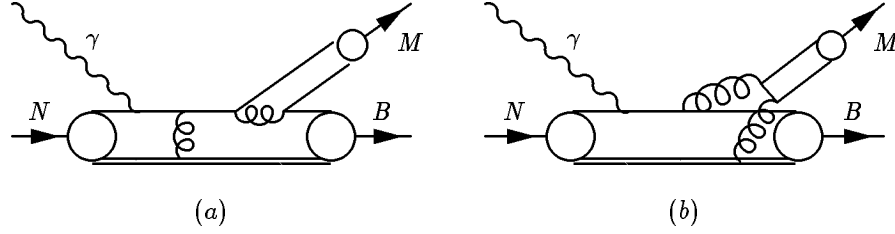
gdje je $\Phi^H = f^H \phi^H$ ($H \in \{K, \Lambda, p\}$). Shematski prikaz izraza (3.10) i objašnjenje oznaka dano je na slici 3.2. Kao što je već objašnjeno u poglavlju 1, distribucijske amplitude ϕ^H predstavljaju amplitude vjerojatnosti za pronalaženje valentnog Fockovog stanja u hadronu H , pri čemu su konstituenti kolinearni s hadronom do na faktorizacijsku skalu Q . U našem se modelu pretpostavlja da se barion sastoji od kvarka(q) i dikvarka(D). Dio impulsa koji se pojavljuje kao argument funkcije $\phi^H(\tilde{x}_1, Q^2)$, u ovom načinu


 Slika 3.2: Konstituentna kinematika procesa $\gamma p \rightarrow K^{(*)} \Lambda$.

označavanja, predstavlja kvarkovski dio impulsa, koji zbrojen s frakcijom impulsa drugog konstituenta (antikvarka ili dikvarka) daje 1 (tj. $p_q = \tilde{x}_1 p_H$, $p_D(p_{\bar{q}}) = \tilde{x}_2 p_H = (1 - \tilde{x}_1) p_H$). Zanemarena je (logaritamska) ovisnost distribucijskih amplituda o \tilde{Q} , budući da ona nema velikog značaja u energijskom području koje ispitujemo.

Amplituda tvrdog raspršenja $\hat{T}_{\{\lambda\}}$ se računa perturbativno u kolinearnoj aproksimaciji, te u najnižem redu uključuje doprinose svih drvolikih dijagrama koji doprinose procesu $\gamma q_1 D \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_2 D$. Iz usporedbe (2.6) i (2.7) slijedi da pri fotoprodukciji $K^{(*)+} - \Lambda$ konačnog stanja sudjeluje samo $S_{[ud]}$ dikvark budući da je to jedini dikvark koji se javlja u valnoj funkciji protona i Λ čestice.

Izostanak vektorskih dikvarkova u ovom procesu znatno pojednostavljuje račun. Osim toga činjenica da skalarni dikvarkovi i (bezmaseni) kvarkovi ne mijenjaju helicitet pri interakciji s baždarnim vektorskim bozonima (fotonima i gluonima) nameće restrikcije na spinske opservable $K^+ - \Lambda$ i $K^* - \Lambda$ kanala. Tako helicitetne amplitude u kojima dolazi do promjene barionskog heliciteta iščezavaju za proces $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Kao i u čisto kvarkovskom pristupu opisanom u poglavlju 1, očuvanje heliciteta vrijedi i nadalje u procesima u kojima se javljaju samo kvarkovi i skalarni dikvarkovi. Za razliku od toga

Slika 3.3: Dva tipa grafova koji doprinose procesu $\gamma q_1 D \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_2 D$.

u procesima u kojima se javljaju vektorski dikvarkovi, poput $\gamma p \rightarrow K^{(*)+} \Sigma^0$ fotoprodukcije kaona, prisustvo vektorskih dikvarkova uvodi neočuvanje heliciteta. Tako vektorski dikvarkovi mogu uzrokovati promjenu barionskog heliciteta u procesu $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$.

Dakle, tražimo sve doprinose elementarnom procesu $\gamma u S_{[ud]} \rightarrow u \bar{s} s S_{[ud]}$. Općenito postoji 79 različitih drvolikih dijagrama¹. Od toga 63 dijagrama doprinose procesu $\gamma u S_{[ud]} \rightarrow (u \bar{s})(s S_{[ud]})$ (vidi sliku 3.3 (a)), a 16 dijagramu $\gamma u S_{[ud]} \rightarrow (s \bar{s})(u S_{[ud]})$ (vidi sliku 3.3 (b)). U prvom slučaju kvark iz nukleona (u) ulazi u sastav mezona konačnog stanja, dok u drugom slučaju on ulazi u sastav bariona konačnog stanja, a $s - \bar{s}$ par tvori mezon konačnog stanja. Fotoprodukciji $K^{(*)+}$ mezona doprinosi, dakle, 63 dijagrama tipa (a), dok su dijagrami tipa (b) relevantni za npr. proces $\gamma p \rightarrow \phi p$. Nekoliko primjera elementarnih dijagrama koji doprinose našem procesu dano je na slici 3.4.

3.3.2 Helicitetna struktura amplituda tvrdog raspršenja

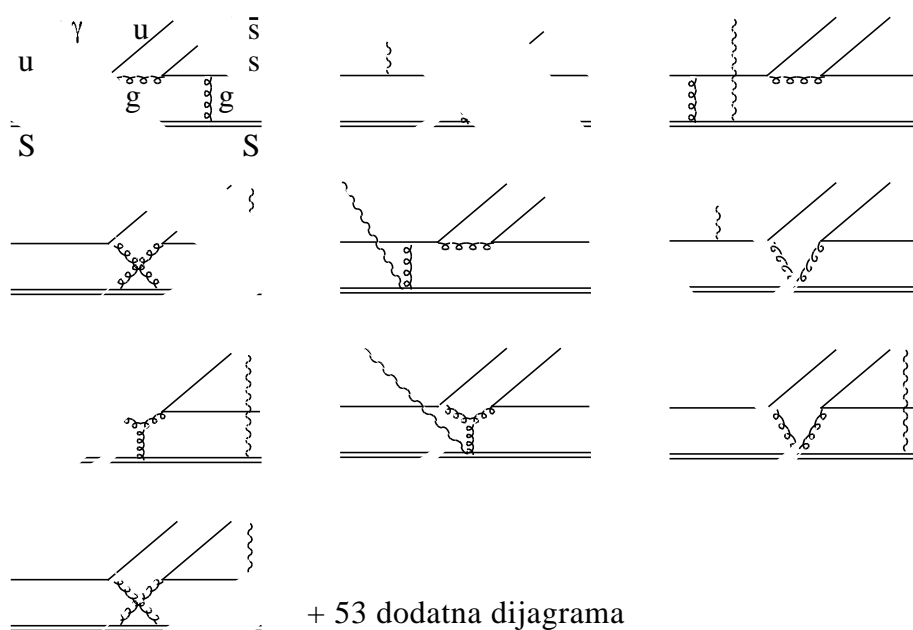
Promotrimo sad helicitetnu strukturu amplitude tvrdog raspršenja. Heliciteti hadronskih konstituenata su označeni kao na slici 3.2. Kako je helicitet skalarnog dikvarka $\lambda_2 = \lambda_6 = 0$ i vrijedi očuvanje heliciteta duž kvarkovskih linija, dobivamo

$$\begin{aligned} \lambda_p &= \lambda_1 = \lambda_3, \\ \lambda_\Lambda &= \lambda_5 = -\lambda_4. \end{aligned} \quad (3.11)$$

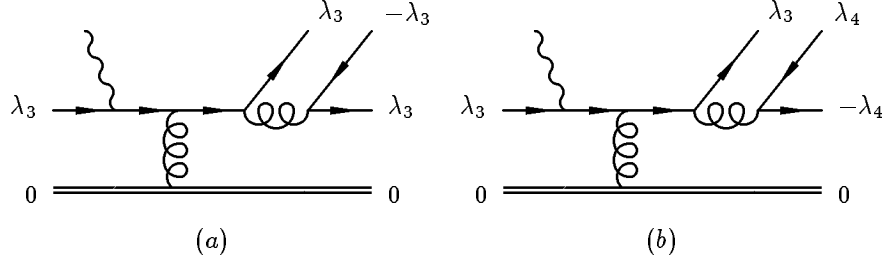
Dakle, kvarkovski su heliciteti jednoznačno određeni helicitetima protona i Λ čestice. Nadalje, relacija

$$\lambda_3 + \lambda_4 = \lambda_p - \lambda_\Lambda = \lambda_{K^{(*)}} \quad (3.12)$$

¹Procesu $\gamma q_1 D \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_2 D$, pri čemu je $D \in \{S, V\}$, općenito doprinosi 158 dijagrama. Nasuprot tome, u čisto kvarkovskoj slici fotoprodukciji mezona doprinosi čak ≈ 2000 dijagrama.



Slika 3.4: Primjeri grafova koji doprinose procesu $\gamma u S_{[ud]} \rightarrow u \bar{s} s S_{[ud]}$.



Slika 3.5: Helicitetna struktura amplitude tvrdog raspršenja za fotoprodukciju (a) psedoskalarne mezona K^+ i (b) vektorskog mezona K^{*+} .

izražava očuvanje hadronskog heliciteta, te predstavlja uvjet pri kojem je amplituda tvrdog raspršenja $\hat{T}_{\{\lambda\}}$, a time i hadronska amplituda $\mathcal{M}_{\{\lambda\}}$, različita od nule.

Uvedimo sad oznaku

$$\hat{T}_{\lambda_3\lambda_4,\lambda_\gamma} \equiv \hat{T}_{\{\lambda\}}. \quad (3.13)$$

Dovoljno je promotriti amplitude s $\lambda_\gamma = 1$, budući da su, zbog očuvanja pariteta, hadronske amplitude fotoprodukcije mezona s $\lambda_\gamma = 1$ i $\lambda_\gamma = -1$ vezane relacijom (Bourrely et al., 1980)

$$\mathcal{M}_{-\lambda_M-\lambda_B,-1-\lambda_N} = \mp(-1)^{\lambda-\mu}\mathcal{M}_{\lambda_M\lambda_B,1\lambda_N}, \quad (3.14)$$

pri čemu je $\lambda = 1 - \lambda_N$ i $\mu = \lambda_M - \lambda_B$, te $(-)$ predznak vrijedi za pseudoskalarne mezone, a $(+)$ za vektorske. Kako za pseudoskalarne mezone vrijedi $\lambda_3 + \lambda_4 = 0$, postoje samo dvije nezavisne amplitude tvrdog raspršenja te ih možemo označiti sa

$$\hat{T}_{+-,1}, \quad \hat{T}_{-+,1}. \quad (3.15)$$

Ovdje \pm označava helicitet $\pm 1/2$. Iz $\lambda_3 + \lambda_4 = 0, 1$ ili -1 slijedi da za vektorske mezone postoje četiri nezavisne amplitude raspršenja

$$\hat{T}_{+-,1}, \quad \hat{T}_{-+,1}, \quad \hat{T}_{++,1}, \quad \hat{T}_{--,1}. \quad (3.16)$$

Gornja razmatranja ilustrirana su na slici 3.5.

3.3.3 Analitički rezultati

Doprinosi amplitudi tvrdog raspršenja elementarnog procesa $\gamma u S_{[ud]} \rightarrow u \bar{s} s S_{[ud]}$ (naznačene na slici 3.4) možemo podijeliti na tri grupe, ovisno o tome da li

se na dikvark vežu jedan, dva ili tri baždarna bozona (“3-,4- i 5-point” doprinosi). Tada $\widehat{T}_{\{\lambda\}}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})$ možemo pisati u obliku

$$\begin{aligned} \widehat{T}_{\{\lambda\}}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= -\frac{2}{\sqrt{6}}e_u \left(\widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(3,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) + \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(4,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) \right) \\ &\quad -\frac{2}{\sqrt{6}}e_s \left(\widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(3,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) + \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(4,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) \right) \\ &\quad -\frac{2}{\sqrt{6}}e_{ud} \left(\widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(4,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) + \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(5,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) \right). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Dodatne oznake q , \bar{q} i S pokazuju da li se foton veže na u kvark, s kvark (odnosno antikvark) ili S dikvark. Faktor $2/\sqrt{6}$ potječe iz okusne funkcije χ_S^Λ (2.7), a naravno $e_u = 2/3$, $e_s = -1/3$ te $e_{ud} = 1/3$.

Zbog numeričkog izvrednjavanja konvolucijskog integrala (3.10), prikladno je različite doprinose iz (3.17) dalje podijeliti uzimajući u obzir singularitete propagatora:

$$\begin{aligned} \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(3,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= \frac{f_{\{\lambda\}}^{(3,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(q_2^2 + i\epsilon)(g_1^2 + i\epsilon')} + \frac{g_{\{\lambda\}}^{(3,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(q_3^2 + i\epsilon)(q_4^2 + i\epsilon')}, \\ \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(3,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= \frac{f_{\{\lambda\}}^{(3,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(q_2^2 + i\epsilon)(q_5^2 + i\epsilon')} + \frac{g_{\{\lambda\}}^{(3,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(q_3^2 + i\epsilon)(g_3^2 + i\epsilon')}, \\ \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(4,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= \frac{f_{\{\lambda\}}^{(4,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(g_1^2 + i\epsilon)(D_1^2 + i\epsilon')} + \frac{g_{\{\lambda\}}^{(4,q)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(g_1^2 + i\epsilon)}, \\ \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(4,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= \frac{f_{\{\lambda\}}^{(4,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(g_3^2 + i\epsilon)(D_2^2 + i\epsilon')} + \frac{g_{\{\lambda\}}^{(4,\bar{q})}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(g_3^2 + i\epsilon)}, \\ \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(4,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= \frac{f_{\{\lambda\}}^{(4,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(q_5^2 + i\epsilon)(g_2^2 + i\epsilon')} + \frac{g_{\{\lambda\}}^{(4,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(q_4^2 + i\epsilon)(g_2^2 + i\epsilon')}, \\ \widehat{T}_{\{\lambda\}}^{(5,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t}) &= \frac{f_{\{\lambda\}}^{(5,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(D_1^2 + i\epsilon)(D_2^2 + i\epsilon')} + \frac{g_{\{\lambda\}}^{(5,S)}(x_1, y_1, z_1; \hat{s}, \hat{t})}{(g_2^2 + i\epsilon)}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

S izuzetkom g_3^{-2} , izrazi q_i^{-2} , D_i^{-2} i g_i^{-2} predstavljaju nazivnike kvarkovskih, gluonskih i dikvarkovskih propagatora, koji mogu doći na ljusku mase pri integraciji po x_1 , y_1 i z_1 . Nesingularni propagator g_3^{-2} smo izdvojili kako bi bila jasnija svojstva simetrija funkcija f i g u odnosu na zamjenu Mandelstamovih varijabli i dijelova impulsa x_1 , y_1 i z_1 (vidi dodatak B). Ti propagatorski nazivnici su dani izrazima

$$q_2^2 = y_2 z_2 \hat{s} + x_2 y_2 \hat{t} + x_2 z_2 \hat{u}, \quad g_1^2 = z_2 \hat{s} + x_2 \hat{t} + x_2 z_2 \hat{u},$$

$$\begin{aligned}
q_3^2 &= y_2 z_1 \hat{s} + x_2 y_2 \hat{t} + x_2 z_1 \hat{u}, & g_2^2 &= y_1 \hat{s} + x_1 y_1 \hat{t} + x_1 \hat{u}, \\
q_4^2 &= y_1 z_2 \hat{s} + x_1 y_1 \hat{t} + x_1 z_2 \hat{u}, & g_3^2 &= y_2 z_1 \hat{s} + y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u}, \\
q_5^2 &= y_1 z_1 \hat{s} + x_1 y_1 \hat{t} + x_1 z_1 \hat{u}, & D_1^2 &= y_1 z_2 \hat{s} + x_2 y_1 \hat{t} + x_2 z_2 \hat{u}, \\
& & D_2^2 &= y_2 z_1 \hat{s} + x_1 y_2 \hat{t} + x_1 z_1 \hat{u}. \quad (3.19)
\end{aligned}$$

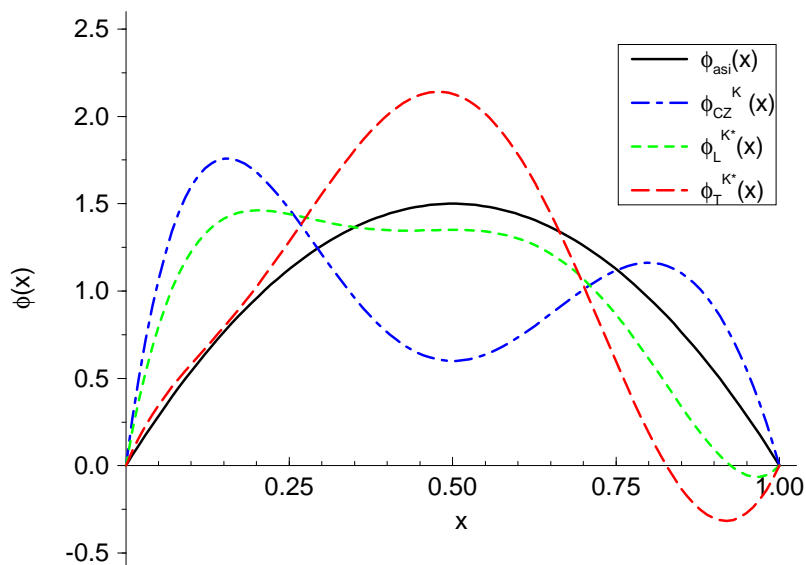
Kao što je već naznačeno u (3.18), propagatorske singularitete tretiramo pomoću uobičajenog $i\epsilon$ dodatka.

Analički izrazi za funkcije f i g (vidi dodatak B) su dobiveni uz pomoć programskih paketa *FeynArts* (Küblbeck et al., 1990) i *FeynCalc* (Mertig et al., 1991), koji su napisani u *Mathematica* jeziku za računalnu algebru (Wolfram, 1988), a služe za automatsko generiranje i izračunavanje Feynmanovih dijagrama. Budući da *FeynArts* sadrži samo Feynmanova pravila Standardnog modela, trebalo je dodatno definirati pravila za dikvarkovski model navedena u odjeljku 2.4.2. Nakon što smo zatim definirali proces $\gamma u S \rightarrow u \bar{s} s$ u sintaksi *FeynArts* paketa, dobili smo 63 tražena dijagrama s pripadajućim amplitudama. Njih smo, uzevši u obzir strukture barionskih i kaonskih valnih funkcija (2.5), i (3.9) te slijedeći Kleiss-Stirling metodu (Kleiss i Stirling, 1985), (vidi dodatak A), pripremili za daljnju obradu *FeynCalc* paketom, izvršivši zamjenu niza Diracovih γ -matrica “usendvičenih” između spinora u odgovarajuće tragove γ -matrica. Definirali smo kinematiku procesa i ovisnost o helicitetu te izračunali tragove pomoću *FeynCalc* paketa. U dodatku A na primjeru jednog dijagrama detaljno je objašnjen analitički račun. Dobivene rezultate za pojedine dijagrame (uzevši u obzir i faktore boja) smo zbrojili u skladu sa (3.18) i maksimalno pojednostavnili izraze koristeći mogućnosti *Mathematica* jezika. Dodavši u tako dobivene izraze još i odgovarajuće dikvarkovske funkcije strukture (2.23), dobili smo, naravno, dva seta funkcija f i g za fotoprodukciju K^+ (doprinosu amplitudama (3.15) odnosno helicitetnim amplitudama S_1 i S_2 iz (3.2)) i četiri seta za fotoprodukciju K^{*+} (doprinosu amplitudama (3.16) tj. helicitetnim amplitudama $S_1, S_2, |\mathcal{M}_{+1, -\frac{1}{2}, +1, +\frac{1}{2}}|^2$ i $|\mathcal{M}_{-1, +\frac{1}{2}, +1, -\frac{1}{2}}|^2$).

Rezultate smo testirali obzirom na $U(1)$ baždarnu invarijantnost u odnosu na fotone te $SU(3)$ baždarnu inavrijantnost u odnosu na gluone. Naime, zamijenimo li fotonski vektor polarizacije ϵ^μ s pripadajućim fotonskim impulsom p_γ^μ , tada konačni rezultat (3.17) mora biti nula. Također, koristimo li umjesto gluonskog propagatora (2.20), gluonski propagator u η baždarenju

$$-\frac{i}{p^2 + i\epsilon} \left[g_{\mu\nu} - (1 - \eta) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right]$$

tada konačni rezultat (3.17) ne smije ovisiti o baždarnom parametru η . Dokaz baždarne invarijantnosti je olakšan opažanjem da ne samo da zbroj sva 63

Slika 3.6: Distribucijske amplitude $K^{(*)+}$ mezona.

dijagrama daje baždarno invarijantni rezultat već je i svaka od funkcija f i g zasebno baždarno invarijantna (što naravno ne vrijedi za pojedine dijagrame). Konačno nekoliko dijagrama smo, provjere radi, izračunali “na ruke”.

Još jedan pokazatelj ispravnosti dobivenih rezultata je i slaganje s prijašnjim nezavisnim računom (Schürmann, 1992) (do na u tom radu primjećenu grešku u predznaku), koji je izveden uz korištenje *FORM* programskog jezika (Vermaseren, 1991) (još jedan simbolički računalni program primjenjiv u fizici visokih energija).

3.3.4 Numerički rezultati

U prošlom smo odjeljku objasnili način računanja amplitude tvrdog raspršenja $\hat{T}_{\{\lambda\}}$. Preostaje još definirati korištene hadronske distribucijske amplitude i parametre dikvarkovskog modela, te numerički izvrjedniti integral (3.10) (vodeći, naravno, računa o propagatorskim singularitetima).

U odjeljku 2.4.1 naveden je, u prethodnim primjenama dikvarkovskog modela već korišten, oblik barionske distribucijske amplitude (2.8). Također, u odjeljku 2.5 dani su parametri modela (2.27), koje rabimo i u ovom računu.

Za mezonsku distribucijsku amplitudu biramo dva različita oblika, te ispitujemo osjetljivost naših rezultata o obliku distribucijske amplitude K

(K^*) mezona (vidi sliku 3.6): asimptotska kaonska distribucijska amplituda

$$\phi_{asi}(x) = 6x(1-x), \quad (3.20)$$

te asimetrična distribucijska amplituda

$$\phi_{CZ}^K(x) = N^K \phi_{asi}(x)[0.08 + 0.6(1-2x)^2 + 0.25(1-2x)^3] \quad (3.21)$$

za K mezon, i

$$\phi_L^{K^*}(x) = N_L^{K^*} \phi_{asi}(x)[0.18 + 0.1(1-2x)^2 + 0.41(1-2x)^3] \quad (3.22)$$

za longitudinalno polarizirani K^* mezon, odnosno

$$\begin{aligned} \phi_T^{K^*}(x) = & N_T^{K^*} \phi_{asi}(x)[0.284 + 0.07(1-2x) - 0.534(1-2x)^2 \\ & + 0.21(1-2x)^3 + 0.267(1-2x)^4] \end{aligned} \quad (3.23)$$

za transversalno polarizirani K^* mezon. Konstante N u (3.21)-(3.23) su određene uobičajenom normalizacijom $\int_0^1 dx \phi^H(x) = 1$.

Asimptotska kaonska distribucijska amplituda (3.20) predstavlja rješenje evolucijske jednadžbe za $\phi(x, \tilde{Q})$ u limesu $\tilde{Q} \rightarrow \infty$ (vidi npr. (Brodsky i Lepage, 1989)). Distribucijske amplitude (3.21)-(3.23) su predložene u (Chernyak i Zhitnitsky, 1984) i (Benayoun i Chernyak, 1990). One reproduciraju odgovarajuće momente QCD sumacijskih pravila na $\tilde{Q}^2 = 0.25\text{GeV}^2$. Nedavno je pokazano da se linearna x -ovisnost distribucijske amplitude pseudoskalarnih mezona u krajnjim područjima $x \rightarrow 0, 1$ može shvatiti direktnom posljedicom kvantne kromodinamike (Chibisov i Zhitnitsky, 1995).

Veličine f^{PM} i f^{VM} , koje se pojavljuju u (3.7) i (3.8), povezane su s konstantama raspada mezona, koje se mogu eksperimentalno odrediti. Tako se iz $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ dobiva $f^{K^+} = f_{decay}^{K^+}/2\sqrt{6} = 32.6\text{MeV}$. Vrijednost f^{K^*} je poznata samo indirektno preko rezultata kvantno kromodinamičkih sumacijskih pravila $f^{K^*} = 1.05 f^\rho$ (Chernyak i Zhitnitsky, 1984). Iz vrijednosti $f^\rho = f_{decay}^\rho/2\sqrt{6} = 40.8\text{MeV}$ dobivene eksperimentalno iz raspada $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ slijedi $f^{K^*} = 42.9\text{MeV}$.

Detaljno objašnjenje numeričkog izvrednjavanja integrala (3.10) za različite “n-point” doprinose (gdje $n-2$ označava broj baždarnih bozona, koji se vežu na dikvark) dano je u dodatku C. Ovdje ćemo samo istaknuti da su propagatorski singulariteti pažljivo odvojeni i analitički integrirani. Preostali su integrali izračunati Gaussovom metodom numeričke integracije.

Opservable fotoprodukcije kaona, koje proučavamo, definirane su u odjeljku 3.2. Promotrimo najprije ponašanje udarnog presjeka za fiksne kuteve.

Primjena dikvarkovskog modela na udarni presjek procesa $\gamma p \rightarrow K^{(*)+} \Lambda$ daje za veliki \hat{s} ponašanje

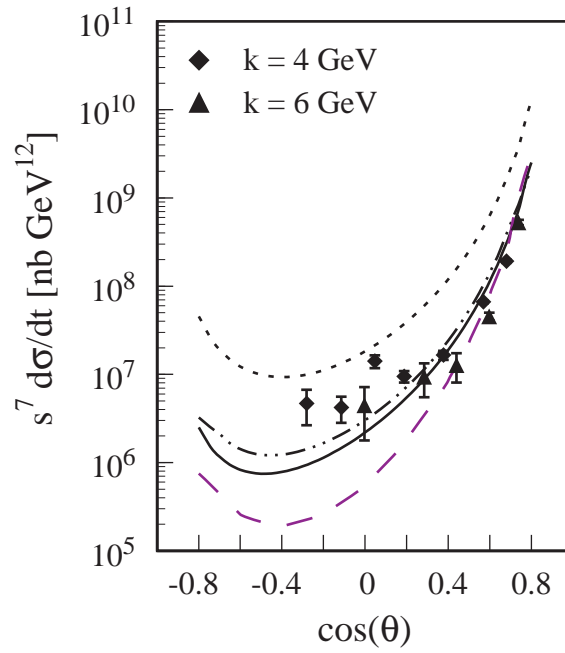
$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \hat{s}^{-5} \left[F_S^{(3)}(-\langle x_2 \rangle \langle y_2 \rangle \hat{t}) \right]^2 h(\hat{t}/\hat{s}) \xrightarrow{\hat{s} \rightarrow \infty} \hat{s}^{-7} \tilde{h}(\hat{t}/\hat{s}). \quad (3.24)$$

Pri tome $\langle x_2 \rangle$ i $\langle y_2 \rangle$ označavaju prosječne vrijednosti longitudinalnih dijelova impulsa dikvarka u protonu i Λ čestici. Jednadžba (3.24) pokazuje da u limesu $\hat{s} \rightarrow \infty$ dobivamo ponašanje predviđeno čisto kvarkovskim modelom tvrdog raspršenja (Brodsky i Lepage, 1989). No, pri konačnim vrijednostima od \hat{s} , tj. u energijskom području u kojem je bitna modifikacija tog ponašanja uvedena dikvarkovskom funkcijom strukture $F_S^{(3)}$, te u kojem se dikvarkovi pojavljuju kao skoro elementarne čestice, dobivamo odstupanje od \hat{s}^{-7} predviđanja. Postoje i dodatna odstupanja od \hat{s}^{-7} ponašanja, koja uvode logaritamske korekcije (skriveno u funkcijama $F_S^{(3)}$ i h), a potječu iz klizne konstante vezanja α_S i evolucije distribucijske amplitude ϕ (koja je zanemarena u ovom računu).

1. $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

Na slici 3.7 prikazana su predviđanja dikvarkovskog modela za $s^7 d\sigma/dt$ u ovisnosti o $\cos(\theta_{cm})$, eksperimentalni podaci za tu veličinu mjereni na $p_{lab}^\gamma = 4$ i 6GeV (Anderson et al., 1976), te predviđanja čisto kvarkovskog modela tvrdog raspršenja (Farrar et al., 1991) za proces $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Pri računanju dane veličine u dikvarkovskom modelu korištene su barionske distribucijske amplitude (2.8), te je ispitivana ovisnost rezultata o izboru kaonskih distribucijskih amplituda. Punom linijom je označen rezultat dikvarkovskog modela uz izbor asimptotske kaonske distribucijske amplitude (3.20) za $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$, a crta-točka-točka-crta linijom za $p_{lab}^\gamma = 4\text{GeV}$. Kratko crtkanom linijom označen je rezultat dikvarkovskog modela za izbor kaonske distribucijske amplitude (3.21) za $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$. Konačno, duže crtkana linija označava rezultat čisto kvarkovskog modela, dobiven korištenjem asimetričnih barionskih distribucijskih amplituda (Farrar et al., 1988) te kaonske distribucijske amplitude (3.21).

Očito je da su rezultati dobiveni korištenjem asimptotske simetrične kaonske distribucijske amplitude (3.20) (neisprekdana linija) u boljem slaganju s eksperimentom od onih dobivenih korištenjem asimetrične kaonske distribucijske amplitude (3.21) (kratko crtkana linija). Ovo je opažanje u skladu sa ispitivanjem pion-foton prijelazne funkcije strukture (Jakob et al., 1996; Ong, 1995), koje je rezultiralo odbacivanjem distribucijske amplitude (3.21) u slučaju piona. I tamo rezultati dobiveni korištenjem (3.21) premašuju eksperimentalne podatke.



Slika 3.7: Diferencijalni udarni presjek za proces $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ skaliran sa s^7 u ovisnosti o $\cos(\theta_{cm})$.

Rezultati dikvarkovskog modela (barionska DA (2.8)): neisprekidana linija (asimptotska kaonska DA (3.20), $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$), crta-točka-točka-crta linija (asimptotska kaonska DA (3.20), $p_{lab}^\gamma = 4\text{GeV}$), kratko crtkana linija (asimetrična kaonska DA (3.21) na $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$). Rezultat čisto kvarkovskog modela (asimetrična barionska DA i asimetrična kaonske DA (3.21)) (Farrar et al., 1991): duže crtkana linija. Eksperimentalni podaci uzeti iz (Anderson et al., 1976).

Naše smo rezultate usporedili i s rezultatima čisto kvarkovske slike iz rada (Farrar et al., 1991). U tom je radu pokazano da korištenje asimptotskih oblika i za barionske i mezonske distribucijske amplitude daje rezultate, koji bitno premašuju eksperimentalne podatke. Za vrlo asimetrične hadronske distribucijske amplitude dobiva se rezultat prikazan na slici 3.7 (duže crtkana linija). No, postoje zamjerke na numeričku obradu rezultata u tom radu. Za Comptonovo raspršenje na nukleonima je, naime, pokazano (Kronfeld i Nižić, 1991) da vrlo grubo tretiranje propagatorskih singulariteta primijenjeno u (Farrar et al., 1991), pri kojem je veličina $i\epsilon$ mala, ali konačna, vodi na odstupanja od ispravnog rezultata te razlika može biti čak i red veličine.

Osjetljivost naših rezultata na izbor barionske distribucijske amplitude ispitivali smo samo u odnosu na njihovo ponašanje u krajnjim područjima $x \rightarrow 0, 1$. Zanimarivanje eksponencijalnog faktora u (2.8) rezultira smanjivanjem rezultata za udarni presjek za npr. $\approx 8\%$ na $\theta_{cm} = 90^\circ$ i $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$.

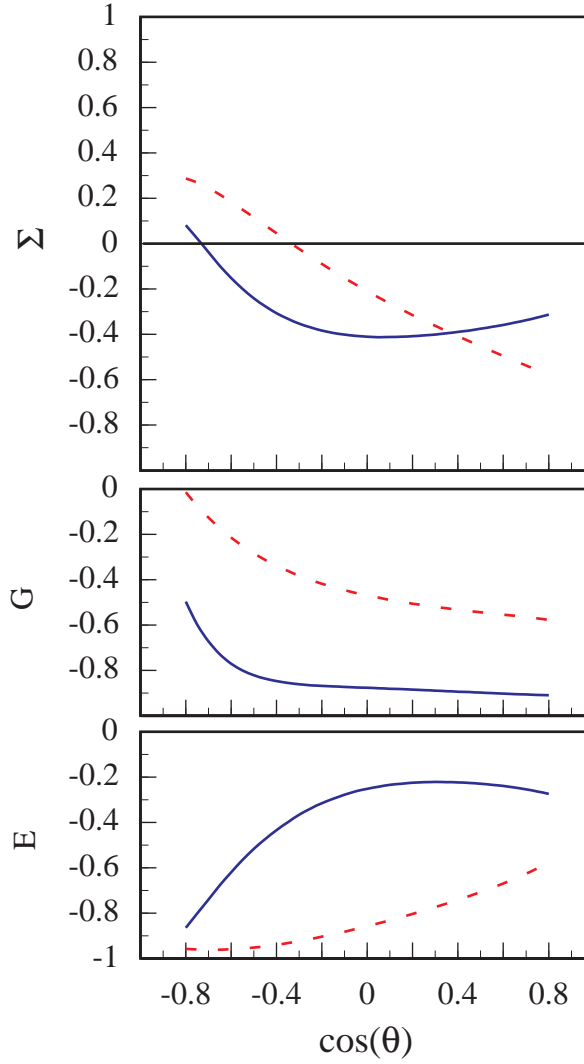
Odstupanje od ovisnosti udarnog presjeka o energiji predviđene Brodsky–Lepage pristupom ekskluzivnim reakcijama (tj. od skaliranja opservabli s energijom:) može se procijeniti usporedbom rezultata dikvarkovskog modela za $p_{lab}^\gamma = 4\text{GeV}$ (crta-točka-točka-crta linija) i $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$ (neisprekidana crta), koji su dobiveni korištenjem asimptotske kaonske DA.

Također smo ispitali i relativnu veličinu doprinosa različitih grupa Feynmanovih grafova te zaključili da najviše doprinose “3-point” grafovi tj. oni kod kojih se samo jedan baždarni bozon veže na dikvark. “4-” i “5-point” (vezanje dva odnosno tri baždarna bozona na dikvark) doprinosi sudjeluju s tek $\approx 5\%$ za $\theta_{cm} = 90^\circ$ na $p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$ u diferencijalno udarnom presjeku $d\sigma/dt$. Njihov doprinos pada s kutem θ_{cm} . Međutim, spinske opservable bitnije ovise o “4-” i “5-point” doprinosima.

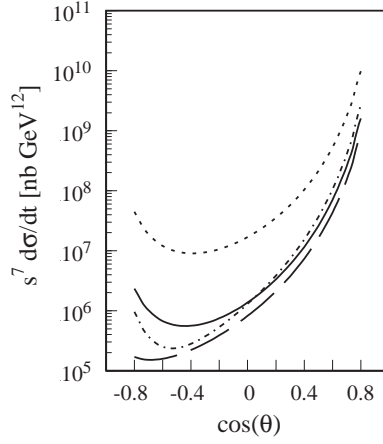
Tri neisčezavajuće spinske opservable Σ , G i E su prikazane na slici 3.8. E mjeri relativnu veličinu amplituda S_1 i S_2 , a Σ i G ovise o razlici faza tih dviju amplituda. Da bi jasnije prikazali utjecaj amplituda S_1 i S_2 na veličine koje promatramo, na slici 3.9 (a) smo pokazali ponašanje njihovih modula, a na slici 3.9 (b) ponašanje njihovih faza.

Za oba izbora kaonske DA S_1 je dominantna amplituda za kuteve veće od 90° . No, dok se za ϕ_{asi}^K za kuteve manje od 90° važnost S_2 povećava, za ϕ_{CZ}^K doprinos S_1 je i dalje dominantan. Ovo se ponašanje jasno očituje u dvostrukoj polarizacijskoj varijabli E . Razlika faza između S_1 i S_2 se za ϕ_{asi}^K mijenja vrlo sporo preko cijelog kutnog područja, dok je za ϕ_{CZ}^K promjena velika. Informacija o razlici faza je skrivena u fotonskoj asimetriji Σ i dvostrukoj polarizacijskoj opservabli G , kod kojih ovisnost o kaonskoj DA nije toliko istaknuta.

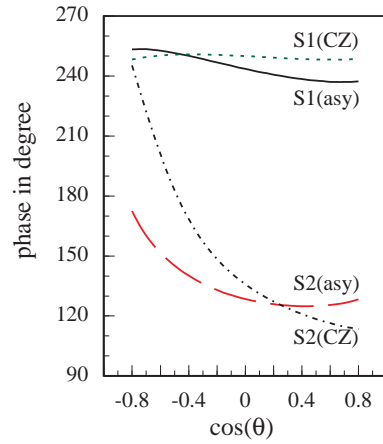
Prisjetimo se na ovom mjestu da je pojavljivanje netrivialnih faza u fotoprodukcijским amplitudama posljedica činjenica da većina Feynmanovih di-



Slika 3.8: Predviđanja dikvarkovskog modela za ponašanje neisčezavajućih polarizacijskih opservabli (Σ , G i E) procesa $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ na $p_{lab}^\gamma = 6 \text{ GeV}$. Oznake: neisprekidana linija – korištena asimptotska kaonska DA (3.20), crtkna linija – korištena kaonska DA (3.21).



(a)



(b)

Slika 3.9: a) Doprinosi modula helicitetnih amplituda S_1 i S_2 diferencijalnom udarnom presjeku procesa $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ skaliranom sa s^7 u u ovisnosti o $\cos(\theta_{cm})$ ($p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$). b) Faze helicitetnih amplituda S_1 i S_2 .

Oznake: neisprekidana linija (duže crtkana linija) – rezultat za S_1 (S_2) uz korištenje asimptotska kaonska DA (3.20), kratko crtkana linija (crta-točka linija) – rezultat za S_1 (S_2) uz korištenje (3.21).

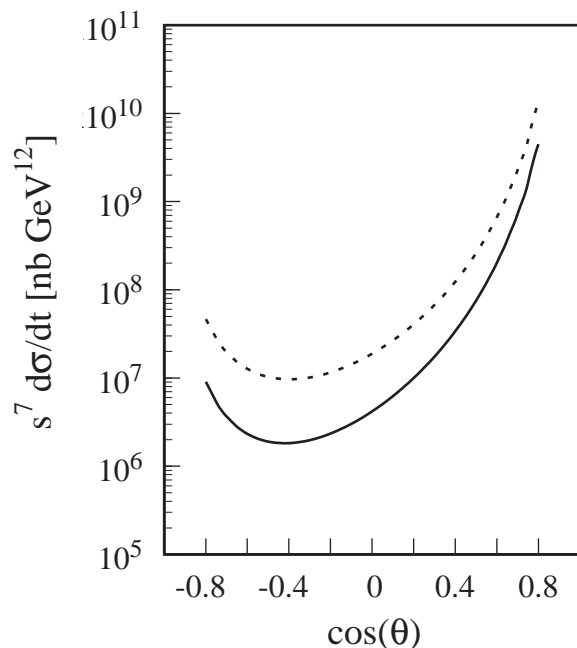
jagrama sadrži interne gluone, koji se u određenim kinematičkim područjima impulsnog prostora mogu propagirati na ljusci mase. Obrada odgovarajućih propagatorskih singulariteta na uobičajen Feynmanov način dovodi do imaginarnog doprinosa amplitudi fotoprodukcije. Mogli bi se zapitati da li vrijedi perturbaciona teorija za slobodno propagirajući gluon za koji očekujemo da bude modificiran dugodosežnim efektima. Na sreću, fotoprodukcija pripada klasi ekskluzivnih reakcija, koje do na vodeći red u perturbativnoj kvantnoj kromodinamici, ne zahtjevaju resumaciju gluonskih radiativnih korekcija (Sudakovi efekti). Kao što je dokazano u (Farrar et al., 1989), standardna faktorizacijska formula (3.10) daje infracrveno konačne amplitude.

Polarizacijske opservable Σ , G i E još nisu mjerene, no u literaturi nailazimo na pokušaje mjerenja veličine P

$$P \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi(s - m_p^2)^2} \text{Im}(S_1 N^* - S_2 D^*) \quad (3.25)$$

tj. polarizacije Λ čestice (Vogel et al., 1972) (vidi još i (Paul et al., 1995)). Transverzalna polarizacija Λ čestice se može mjeriti, ako uz detektiranje K^+ mezona, detektiramo još i proton iz slabog $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ raspada. Tada polarizacija P slijedi iz poznate (P ovisne) kutne distribucije slabog $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ raspada. Dikvarkovski model, kao i čisto kvarkovski model, predviđaju iščezavanje P u režimu tvrdog raspršenja ($tu/s \gg m_p^2$). Nažalost, postojeći eksperimentalni podaci odgovaraju malim s i t veličinama, te ne dozvoljavaju izvlačenje zaključaka o valjanosti predviđanja ovih perturbativnih modela. Bilo bi nadasve zanimljivo provjeriti da li se pojavljivanje znatne transverzalne polarizacije pri $p_\perp \approx$ nekoliko GeV, kao što je primijećeno npr. u elastičnom p-p raspršenju (Crabb et al., 1990) ili inkluzivnoj produkciji hiperona u p-p sudarima (Bunce et al., 1976), događa i za $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$. Opažanje takve transverzalne polarizacije bila bi indikacija postojanja još nekih neperturbativnih mehanizama, koji nisu uzeti u obzir uvođenjem dikvarkova.

Izračunali smo također i diferencijalni udarni presjek reakcije $\gamma n \rightarrow K^0\Lambda$. Za $\cos(\theta_{cm}) \geq 0$ taj je udarni presjek bitno manji nego odgovarajući udarni presjek $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ procesa. Izbor distribucijske amplitude za K^0 utječe na veličinu te razlike. Za asimptotsku DA faktor potisnuća iznosi ≈ 10 u cijelom području kuteva manjih od 90° , dok za asimetričnu DA taj faktor raste od 2 do ≈ 10 , dok se $\cos(\theta_{cm})$ mijenja od 0 do 0.8 ($p_{lab}^\gamma = 6\text{GeV}$). Ovo je zanimljivo opažanje, koje bi moglo pripomoći razrješenju nesigurnosti oko kaonske DA. Naime, postoje planovi za ispitivanje $\gamma n \rightarrow K^0\Lambda$ procesa na CEBAF-u pomoću deuteronske mete (Schumacher, 1995).



Slika 3.10: Diferencijalni udarni presjek za proces $\gamma p \rightarrow K^{*+} \Lambda$ skaliran sa s^7 u ovisnosti o $\cos(\theta_{cm})$ za $p_{lab}^\gamma = 6 \text{ GeV}$.

Oznake: neisprekidana linija – korištena asimptotska kaonska DA (3.20), crtkana linija – korištene kaonske DA (3.22) i (3.23) iz (Benayoun i Chernyak, 1990).

2. $\gamma p \longrightarrow K^{*+} \Lambda$

Rezultati dikvarkovskog modela za $(d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow K^{*+} \Lambda}$ su prikazani na slici 3.10. I za ovaj proces smo ispitivali ovisnost o kaonskim DA. Diferencijalni udarni presjek na $p_{lab}^\gamma = 6 \text{ GeV}$, dobiven korištenjem asimptotske kaonske DA (3.20) označen je neisprekidanom linijom, a crtkanom je linijom označen rezultat dobiven korištenjem asimetričnih distribucijskih amplituda (3.22) i (3.23). Oblik krivulja podsjeća na rezultat fotoprodukcije K^+ mezona. Udarni presjek za izbor asimetričnih kaonskih DA (3.22) i (3.23) je skoro za red veličine veći od udarnog presjeka dobivenog za asimptotsku DA (3.20). Ako usporedimo udarne presjeke za fotoprodukciju K i K^* mezona, tada za izbor ϕ_{asi} (3.20) udarni presjek za K^* mezon je veći za faktor 1.8 – 3.6 (ovisno kutu raspršenja). Pri tome razlika u veličini konstanta raspada f^K i f^{K^*} doprinosi faktorom 1.73. Preostalu razliku pripisujemo doprinosu transverzalnih K^{*+} mezona, koji se povećava s kutem raspršenja. Slično bi dobili da smo pri izračunavanju oba udarna presjeka koristili ϕ_{CZ}^K (3.21). No, ako udarni pre-

sjek procesa $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ računamo pomoću ϕ_{CZ}^K , a udarni presjek procesa $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ pomoću $\phi_L^{K^*}$ (3.22) i $\phi_T^{K^*}$ (3.23) tada su rezultati podjednaki.

Za sada postoje samo eksperimentalni podaci za fotoprodukciju vektorskih mezona pri velikim prijenosima impulsa za proces $\gamma p \rightarrow (\rho_0 + \omega)p$ (Anderson et al., 1976). Za $\theta_{cm} = 90^\circ$ i $p_{lab}^\gamma \approx 6\text{GeV}$ eksperimentalna vrijednost omjera udarnih presjeka $(d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow (\rho_0 + \omega)p} / (d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow \pi_0 p}$ iznosi ≈ 2 . To znači da je $(d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow \rho_0 p} \leq 2(d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow \pi_0 p}$. No, iz razlike u konstantama raspada ρ_0 i π_0 ($f_{decay}^\rho \approx 1.5 f_{decay}^\pi$) mezona slijedilo bi da je fotoprodukcijски udarni presjek ρ_0 mezona veći za faktor ≈ 2.3 od udarnog presjeka π_0 , a doprinosi transverzalno polariziranih ρ_0 mezona još više povećavaju taj faktor. Jedini način da se objasni to neslaganje je da se (kao i u slučaju K^+ i K^{*+} mezona) pretpostavi da se distribucijske amplitude ρ i π mezona razlikuju. Vidimo da bi eksperimentalni podaci fotoprodukcije pseudoskalarnih i vektorskih mezona s istim okusnim sastavom mogli pripomoći pri razrješenoj dilemi vezanih za razlike odgovarajućih distribucijskih amplituda.

3.4 Zaključak

U ovom smo radu ispitivali fotoprodukciju $K - \Lambda$ i $K^* - \Lambda$ konačnih stanja pri prijenosima impulsa od nekoliko GeV-a. Naša je analiza bazirana na perturbativnoj kvantnoj kromodinamici kao teoriji jakih interakcija i dodatnoj pretpostavci da se barioni mogu tretirati kao kvark–dikvark vezana stanja. Ovdje prikazan račun (iznesen u (Kroll et al., 1996b)) se nastavlja na prethodne radove o fotonski induciranim hadronskim reakcijama unutar dikvarkovskog modela (Jakob et al., 1993; Kroll et al., 1993, 1996a). Modeliranjem kvark–kvark korelacija unutar bariona uvođenjem kvazi-elementarnih čestica – skalarnih i vektorskih dikvarkova – uključeni su još neki neperturbativni učinci prisutni u tom energijskom području. Na taj je način proširena primjenjivost pristupa tvrdog raspršenja od područja velikih (područje primjenjivosti čisto kvarkovske slike) do područja srednjih prijenosa impulsa. Budući da fotoprodukcijски kanali koje smo proučavali sadrže Λ česticu, složenost računa je bitno smanjena. Naime, nasuprot proizvoljnim fotoprodukcijским reakcijama, ovdje doprinose samo skalarni dikvarkovi. Posljedica toga je da helicitetne amplitude i spinske opservable koje narušavaju očuvanje hadronskog heliciteta (vidi (3.12)), kao npr. polarizacija Λ čestice, isčezavaju.

Račun je proveden uz korištenje parametara dikvarkovskog modela i kvark–dikvark barionskih distribucijskih amplituda predloženih u (Jakob et al., 1993). Posebna je pažnja posvećena tretiranju propagatorskih singulariteta (vidi dodatak C). Relativno dobro slaganje s nekoliko postojećih eksperimentalnih podataka za proces $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ postignuto je već za asimptotski oblik

DA K^+ mezona. Rezultati dobiveni uz korištenje asimetrične distribucijske amplitude (koncentrirane u krajnim područjima konstituentnog impulsnog prostora $x \rightarrow 0, 1$), koja je dobivena iz QCD sumacijskih pravila (Chernyak i Zhitnitsky, 1984), ne slažu se toliko dobro s eksperimentom. Odgovarajuća krivulja dosta premašuje eksperimentalne podatke. Razlika između ova dva oblika kaonske DA vidljiva je i pri analizi tri neisčezavajuće polarizacijske opservable: fotonske asimerije Σ i dvije dvostruko polarizirajuće opservable G i E , te je istaknuta kod opservable E . Još jedna veličina osjetljiva na izbor kaonske DA, kutna je ovisnost omjera udarnih presjeka

$(d\sigma/dt)_{\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda} / (d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda}$. Za fotoprodukciju K^* mezona ne postoje eksperimentalni podaci s kojima bi usporedili naše rezultate. I ovdje smo testirali rezultate u ovisnosti o izboru kaonske DA. Upotrijebili smo asimptotski oblik, kao i DA K^* mezona koja zadovoljava ograničenja najnižih momenata QCD sumacijskih pravila (Benayoun i Chernyak, 1990). Razlika između ova dva rezultata za dvije DA slična je razlici uočenoj pri fotoprodukciji pseudoskalarnih K^+ mezona. Udarni presjek fotoprodukcije K^* mezona veći je od udarnog presjeka fotoprodukcije K mezona zbog različitosti konstanta raspada ova dva mezona te dodatnog doprinosa transverzalno polariziranih K^* mezona. No, ovo je povećanje udarnog presjeka djelomično kompenzirano ukoliko rabimo različite distribucijske amplitude za K i K^* mezone.

Koliko je nama poznato, dikvarkovski je model za sada jedini konstituentni model raspršenja, koji je u slaganju s eksperimentalnim podacima za fotoprodukciju $K - \Lambda$ konačnog stanja pri velikim prijenosima impulsa. Iako prijenosi impulsa na kojima uspoređujemo naše rezultate s eksperimentom izgledaju niski za model koji se temelji na perturbativnoj kvantnoj kromodinamici, bitno je istaknuti da je usporedba izvršena s prikladno skaliranim udarnim presjecima. Predviđanje ponašanja opservabli u ovisnosti o energiji, a na fiksnim kutevima raspršenja zasniva se na brojanju dimenzija (Brodsky i Farrar, 1973), dakle na pretpostavkama koje su općenitije od pretpostavki određenog perturbativnog modela. Imajući to na umu te pretpostavljajući da su eksperimentom dosegnute fotonske energije blizu područja skaliranja, očekujemo da skalirani udarni presjeci ostaju, do na logaritamske korekcije koje uvodi promjenljiva jakost vezanja α_S , isti i na višim fotonskim energijama gdje je perturbativna kvantna kromodinamika primjenjiva. Slično, (skalirana) teorijska predviđanja se neće bitno promijeniti ako račun provedemo za više fotonske energije (također zanemarujući logaritamsku ovisnost α_S o p_\perp). Preostale male devijacije od s^{-7} ponašanja udarnog presjeka uvode dikvarkovske funkcije strukture (kao što je objašnjeno u odjeljku 3.3.4). Zanimljivo je da je dobro slaganje s eksperimentom postignuto bez dodatnog namještanja parametara dikvarkovskog modela. Time ovaj račun zajedno sa primjenom dikvarkovskog modela na Comptonovo raspršenje (Kroll

et al., 1996a) te $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ reakciju (Kroll et al., 1993), podupire valjanost postavki dikvarkovskog modela.

Pitanje da li bi perturbativni rezultat dobiven u kolinearnoj aproksimaciji bio bitno smanjen uzimanjem u obzir učinaka intrinzičnog transverzalnog impulsa (kao u slučaju čisto kvarkovskog pristupa, vidi npr. (Bolz et al., 1995)), predstavlja moguću zamjerku ovome pristupu. No, ono je detaljno razmotreno pri primjeni dikvarkovskog modela na određivanje barionskih funkcija strukture (Jakob et al., 1993). Pokazano je da je potisnuće krajnjih područja $x \rightarrow 0, 1$ zbog ovakvih korekcija, u dikvarkovskom modelu već uključeno ograničenjem $\alpha_S \leq 0.5$ i eksponencijalnim padom kvark–dikvark distribucijske amplitude u tim krajnjim područjima (vidi (2.8)). Moguće dodatno potisnuće zbog transverzalnih impulsa doprinosi svega 10 do 20% što može biti kompenzirano prikladnim prilagođavanjem parametara modela. Ovi zaključci vrijede i za fotoprodukciju. Također treba primijetiti da u slučaju fotoprodukcije za neke od propagatora vrijedi $q^2 \geq 0$ (“time-like” propagatori) te tada transverzalni impulsi vode na povećanje rezultata. Iznenađujuće je da su perturbativni doprinosi vodećeg reda pri primjeni dikvarkovskog modela na ovaj proces znatni već za energije od nekoliko GeV-a i to čak i nakon uključivanja učinaka transverzalnih impulsa, za razliku od suprotnih opažanja čisto kvarkovskog modela (Bolz i Kroll, 1996). Jedan je razlog proširivanje perturbativne domene na niže prijenose impulsa, što je posljedica manjeg broja izmijenjenih gluona u odnosu na čisto kvarkovski model. A drugi je razlog modeliranje dijela mekih doprinosa uvođenjem dikvarkova. Formalno to objašnjavamo na sljedeći način. Meki doprinosi se procjenjuju preko preklapanja (cijele) valne funkcije ulaznih i izlaznih hadrona (vidi npr. (Drell i Yan, 1970) za hadronske funkcije strukture i (Gunion et al., 1973) za složenije hadronske procese). Pretpostavivši da dva kvarka čine dikvark, dio višedimenzionalnog integrala preklapanja, a time i dio mekih doprinosa, možemo uključiti u dikvarkovske funkcije strukture, koji su u ovom modelu parametrizirani preko cijelog područja prijenosa impulsa. Dakle, dodavanje mekih doprinosa dikvarkovskom modelu vodilo bi na djelomično dvostruko uključivanje tih doprinosa. Formalno dikvarkovi, kao i drugi meki doprinosi (npr. doprinosi preklapanja) predstavljaju učinke viših Fockovih stanja (“higher twist effects”).

Bilo bi bitno da u budućim eksperimentima, osim udarnih presjeka na višim prijenosima impulsa, bude mjerena i polarizacija Λ čestice. Velika polarizacija bi ukazivala na područje ispod primjenjivosti perturbativne kvantne kromodinamike. U području njene primjenjivosti kaonska DA može biti procjenjena razmatranjem veličina poput ftonske asimetrije ili omjera udarnih presjeka $(d\sigma/dt)_{\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda} / (d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda}$ i $(d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow K^*+ \Lambda} / (d\sigma/dt)_{\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda}$, koje su osjetljive na izbor DA. S maksimalnom laboratorijskom ftonskom e-

nergijom od 4 GeV (za sada) CEBAF (Schumacher, 1995) će se u najboljem slučaju približiti granici područja tvrdog raspršenja. Podatke, koji će moći dati bolje odgovore na postavljena pitanja, očekujemo od budućih akceleratora poput ELFE (Arvieux i Pire, 1995), koji je napravljen za ispitivanje energijskih područja do 15 GeV (ili čak i više).

Dodatak A

Analitičko računanje Feynmanovih dijagrama

Kinematika procesa $\gamma p \longrightarrow K^{(*)} + \Lambda$

Analiza procesa $\gamma p \longrightarrow K^{(*)} + \Lambda$ se može bitno pojednostavniti pogodnim izborom kinematike. Neka su p_γ , p_p , p_K i p_Λ 4-impulsi fotona, protona, kaona i Λ čestice. Budući da se radi o raspršenju tipa “2 → 2” ($AB \rightarrow CD$), korisno je uvesti tzv. invarijantne Mandelstamove varijable

$$\hat{s} = (p_\gamma + p_p)^2, \quad \hat{t} = (p_p - p_\Lambda)^2, \quad \hat{u} = (p_p - p_K)^2, \quad (\text{A.1})$$

koje su, u limesu bezmasenih čestica (koji rabimo), vezane relacijom

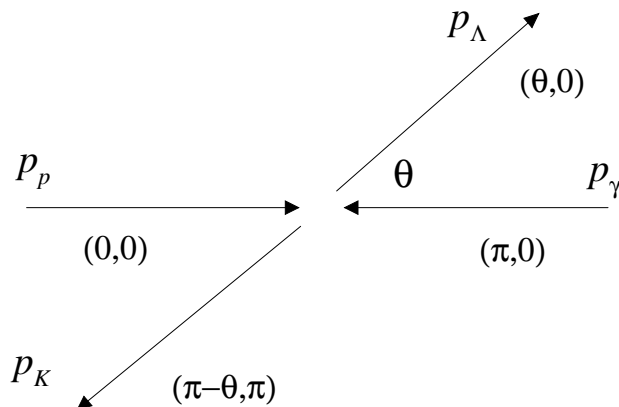
$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0. \quad (\text{A.2})$$

3-impulsi čestica u početnom i konačnom stanju leže u istoj ravnini. Neka se ta ravnina (tj. ravnina raspršenja) podudara s xz ravninom. Pri opisu procesa rabimo sustav centra mase. Ako kinematiku izaberemo kao na slici A.1, 4-impulsi čestica su dani sa

$$\begin{aligned} p_\gamma &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, 0, -1), & p_p &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, 0, 1), \\ p_K &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, -\sin\theta, 0, -\cos\theta), & p_\Lambda &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, \sin\theta, 0, \cos\theta), \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

pri čemu je θ kut raspršenja u sustavu centra mase. Primjenom (A.1) i (A.3) se može jednostavno pokazati da vrijedi

$$\cos\theta = \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}}, \quad \sin\theta = \frac{2\sqrt{\hat{t}\hat{u}}}{\hat{s}}. \quad (\text{A.4})$$



Slika A.1: Kinematika procesa $\gamma p \rightarrow K^{(*)+} \Lambda$ u sustavu centra mase.

Vektori polarizacije

Vektor polarizacije fotona 4-impulsa p_γ , navedenog u (A.3), i heliciteta λ ($\lambda = \pm 1$) dan je sa

$$\epsilon_\gamma = -\frac{1}{\sqrt{2}}(0, \lambda, -i, 0). \quad (\text{A.5})$$

Za opis vektorskih mezona 4-impulsa p_K , danog u (A.3), i transverzalne polarizacije λ ($\lambda = \pm 1$) koristimo

$$\epsilon_{K^{*+}}(\lambda = \pm 1) = -\frac{1}{\sqrt{2}}(0, \lambda \cos \theta, -i, -\lambda \sin \theta), \quad (\text{A.6})$$

a longitudinalno polarizirane ($\lambda = 0$) vektorske mezone 4-impulsa p_K opisujemo sa

$$\epsilon_{K^{*+}}(\lambda = 0) = \frac{1}{m_K} \frac{\sqrt{s}}{2}(1, -\sin \theta, 0, -\cos \theta). \quad (\text{A.7})$$

Definicije spinora

Slobodni kvark mase 0, koji se giba u pozitivnom smjeru osi z , tj. slobodni kvark 4-impulsa $p = |\mathbf{p}|(1, 0, 0, 1)$, i heliciteta λ je opisan bispinorom

$$u(p, \lambda) = \sqrt{|\mathbf{p}|} \begin{pmatrix} \chi_\lambda \\ 2\lambda\chi_\lambda \end{pmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

pri čemu je

$$\chi_{+1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.9})$$

Ako je, pak, smjer 3-impulsa kvarka određen kutevima (θ, ϕ) tj. 4-impuls kvarka je dan sa $p = |\mathbf{p}|(1, \sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$, tada su svojstvena stanja heliciteta dana sa

$$u(p, \lambda) = \sqrt{|\mathbf{p}|} \begin{pmatrix} \chi_\lambda(\theta, \phi) \\ 2\lambda\chi_\lambda(\theta, \phi) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.10})$$

pri čemu se $\chi_\lambda(\theta, \phi)$ dobiva djelovanjem matrice rotacije

$$d(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \exp\left(-i\frac{\phi}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \exp\left(-i\frac{\phi}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \exp\left(i\frac{\phi}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \exp\left(i\frac{\phi}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

na $\chi_\lambda \equiv \chi_\lambda(0, 0)$ dan u (A.9).

Kleiss-Stirlingov trik

Pri računanju Feynmanovih dijagrama svakoj kvarkovskoj liniji odgovara izraz oblika

$$M = \bar{u}(p_f, \lambda_f) \Gamma u(p_i, \lambda_i), \quad (\text{A.12})$$

gdje Γ označava umnožak Diracovih γ -matrica, a spinorima $\bar{u}(p_f, \lambda_f)$ i $u(p_i, \lambda_i)$ su opisani kvarkovi u početnom odnosno konačnom stanju. Izraz (A.12) možemo direktno odrediti množenjem matrica. No, postoji i elegantniji način, tzv. Kleiss-Stirlingov trik (Kleiss i Stirling, 1985).

Trik je baziran na činjenici da se spinori $u(p_i, \lambda_i)$ i $u(p_f, \lambda_f)$, uz prikladan odabir 4-impulsa k_0 , mogu izraziti pomoću spinora $u(k_0, \lambda)$. Tada primjena relacije

$$u(k_0, \lambda)\bar{u}(k_0, \lambda) = h_\lambda \not{k}_0, \quad (\text{A.13})$$

gdje je h_λ projektor heliciteta

$$h_\lambda = \frac{1}{2}(1 + 2\lambda\gamma_5), \quad (\text{A.14})$$

omogućava identificiranje izraza (A.12) s tragom γ matrica.

Izaberimo impuls k_0 oblika

$$k_0 = (1, 1, 0, 0), \quad (\text{A.15})$$

pri čemu očito vrijedi $k_0 \cdot k_0 = 0$. Spinor, koji opisuje česticu 4-impulsa k_0 i heliciteta λ , tj. $u(k_0, \lambda)$, dobivamo djelovanjem matrice $d(\theta, \phi)$, dane u (A.11), na χ_λ , iz (A.10), uz $\theta = \pi/2, \phi = 0$. Dakle,

$$u(k_0, \lambda) = \begin{pmatrix} \hat{\chi}_\lambda \\ 2\lambda\hat{\chi}_\lambda \end{pmatrix}, \quad (\text{A.16})$$

gdje je

$$\hat{\chi}_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 2\lambda \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

Lako se vidi da je

$$u(p, \lambda) = f(\theta, \phi) \frac{\not{p} u(k_0, -\lambda)}{\sqrt{2(p \cdot k_0)}}, \quad (\text{A.18})$$

pri čemu je $f(\theta, \phi)$ faza ovisna o kutovima (θ, ϕ) , koji određuju smjer 3-impulsa čestice \mathbf{p} . Specijalno, pri opisu procesa u sustavu centra mase javljaju se samo ove dvije faze

$$f(\theta, 0) = 2\lambda \quad \text{i} \quad f(\pi - \theta, \pi) = i. \quad (\text{A.19})$$

One ne utječu na veličinu diferencijalnog udarnog presjeka, no igraju bitnu ulogu pri izračunavanju opservabli ovisnih o spinu, kojima doprinose interferencije različitih amplituda.

Matrični element iz (A.12) možemo sada pisati u obliku

$$M = f(\theta_f, \phi_f) \frac{\bar{u}_\alpha(k_0, -\lambda_f)}{\sqrt{2(p_f \cdot k_0)}} (\not{p}_f)_{\alpha\beta} \Gamma_{\beta\gamma} f(\theta_i, \phi_i) (\not{p}_i)_{\gamma\delta} \frac{u_\delta(k_0, -\lambda_i)}{\sqrt{2(p_i \cdot k_0)}}, \quad (\text{A.20})$$

što se za $\lambda_f = \lambda_i$ svodi na

$$M = \frac{f(\theta_f, \phi_f) f(\theta_i, \phi_i)}{\sqrt{4(p_f \cdot k_0)(p_i \cdot k_0)}} (\not{p}_f)_{\alpha\beta} \Gamma_{\beta\gamma} (\not{p}_i)_{\gamma\delta} u_\delta(k_0, -\lambda_f) \bar{u}_\alpha(k_0, -\lambda_f) \delta_{\lambda_i, \lambda_f}. \quad (\text{A.21})$$

Korištenje relacije (A.13) daje

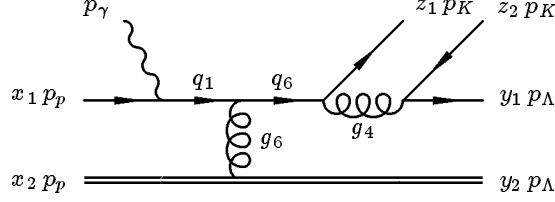
$$M = \frac{f(\theta_f, \phi_f) f(\theta_i, \phi_i)}{\sqrt{4(p_f \cdot k_0)(p_i \cdot k_0)}} (\not{p}_f)_{\alpha\beta} \Gamma_{\beta\gamma} (\not{p}_i)_{\gamma\delta} (h_{-\lambda_f} \not{k}_0)_{\delta\alpha} \delta_{\lambda_i, \lambda_f}. \quad (\text{A.22})$$

Za slučaj $\lambda_f \neq \lambda_i$ tj. $\lambda_f = -\lambda_i$, relacija (A.20) poprima oblik

$$M = \frac{f(\theta_f, \phi_f) f(\theta_i, \phi_i)}{\sqrt{4(p_f \cdot k_0)(p_i \cdot k_0)}} (\not{p}_f)_{\alpha\beta} \Gamma_{\beta\gamma} (\not{p}_i)_{\gamma\delta} u_\delta(k_0, \lambda_f) \bar{u}_\alpha(k_0, -\lambda_f) \delta_{\lambda_i, -\lambda_f}. \quad (\text{A.23})$$

Uvodimo dodatni 4-vektor k_1 oblika

$$k_1 = (0, 0, 1, 0), \quad (\text{A.24})$$



Slika A.2: Jedan od dijagrama, koji doprinose podprocesu $(uS)\gamma \longrightarrow (u\bar{S})(sS)$

za koji očitno vrijedi $k_1 \cdot k_1 = -1$ i $k_0 \cdot k_1 = 0$. Ovaj izbor vektora k_1 omogućuje povezivanje spinora $u(k_0, \lambda)$ i $u(k_0, -\lambda)$ relacijom

$$u(k_0, \lambda) = i \not{k}_1 u(k_0, -\lambda). \quad (\text{A.25})$$

Iz (A.23) i (A.25) izlazi da je

$$M = \frac{if(\theta_f, \phi_f)f(\theta_i, \phi_i)}{\sqrt{4(p_f \cdot k_0)(p_i \cdot k_0)}} (\not{p}_f)_{\alpha\beta} \Gamma_{\beta\gamma} (\not{p}_i)_{\gamma\delta} i (\not{k}_1)_{\delta\kappa} u_\kappa(k_0, -\lambda_f) \bar{u}_\alpha(k_0, -\lambda_f) \delta_{\lambda_i, -\lambda_f}, \quad (\text{A.26})$$

što nakon primjene relacije (A.13) daje

$$M = \frac{if(\theta_f, \phi_f)f(\theta_i, \phi_i)}{\sqrt{4(p_f \cdot k_0)(p_i \cdot k_0)}} (\not{p}_f)_{\alpha\beta} \Gamma_{\beta\gamma} (\not{p}_i)_{\gamma\delta} (\not{k}_1)_{\delta\kappa} (h_{-\lambda_f})_{\kappa\alpha} \delta_{\lambda_i, -\lambda_f}. \quad (\text{A.27})$$

Konačno, relacije (A.22) i (A.27) se mogu napisati u slijedećem kompaktnom obliku

$$\bar{u}(p_f, \lambda_f) \Gamma u(p_i, \lambda_i) = \frac{f(\theta_f, \phi_f)f(\theta_i, \phi_i)}{\sqrt{4(p_f \cdot k_0)(p_i \cdot k_0)}} \begin{cases} \text{Tr}(\not{p}_f \Gamma \not{p}_i h_{-\lambda_f} \not{k}_0) \delta_{\lambda_i, \lambda_f} \\ i \text{Tr}(\not{p}_f \Gamma \not{p}_i \not{k}_1 h_{-\lambda_f} \not{k}_0) \delta_{\lambda_i, -\lambda_f} \end{cases}. \quad (\text{A.28})$$

Primjer računanja Feynmanovih dijagrama za potproces $(uS)\gamma \longrightarrow (u\bar{S})(sS)$

Ovdje ćemo, na primjeru dijagrama prikazanog na slici A.2, ilustrirati analitičku metodu računanja Feynmanovih dijagrama primijenjenu u ovom radu. 4-impulsi internih kvarkova i gluona iznose

$$\begin{aligned}
q_1 &= x_1 p_p + p_\gamma, \\
q_6 &= z_1 p_K + z_2 p_K + y_1 p_\Lambda, \\
g_4 &= z_2 p_K + y_1 p_\Lambda, \\
g_6 &= x_2 p_p - y_2 p_\Lambda,
\end{aligned} \tag{A.29}$$

Primjenom Feynmanovih pravila navedenih u odjeljku 2.4.2, dobivamo da je elementarna amplituda, koja odgovara dijagramu prikazanom na slici A.2, dana izrazom oblika

$$-i\tilde{T} = ie_0 e_u g_S^4 C_F^{(1)} \frac{\tilde{M}}{q_1^2 q_6^2 g_4^2 g_6^2} \tag{A.30}$$

gdje je

$$\begin{aligned}
\tilde{M} &= \bar{u}(y_1 p_\Lambda, \lambda_\Lambda) \gamma^\nu v(z_2 p_K, -\lambda_\Lambda) \\
&\quad \bar{u}(z_1 p_K, \lambda_p) \gamma_\nu \not{q}_6 (x_2 \not{p}_p + y_2 \not{p}_\Lambda) \not{q}_1 \not{\epsilon}_\gamma(p_\gamma, \lambda_\gamma) u(x_1 p_p, \lambda_p),
\end{aligned} \tag{A.31}$$

dok je $C_F^{(1)}$ faktor boje dijagrama, čija je vrijednost

$$C_F^{(1)} = \frac{16}{9\sqrt{3}}. \tag{A.32}$$

Doprinos ovog dijagrama amplitudi tvrdog raspršenja, $\hat{T}_{\{\lambda\}}$, koja se javlja u relaciji (3.10), u skladu s definicijom kovarijantnih barionskih (2.5) i kaonskih (3.9) valnih funkcija, dobivamo zamjenama

$$\begin{aligned}
\bar{u}(y_1 p_\Lambda, \lambda_\Lambda) &\longrightarrow -\frac{2}{\sqrt{6}} \bar{u}(p_\Lambda, \lambda_\Lambda), \\
u(x_1 p_p, \lambda_p) &\longrightarrow u(p_p, \lambda_p),
\end{aligned} \tag{A.33}$$

kao i

$$v(z_2 p_K, -\lambda_\Lambda) \bar{u}(z_1 p_K, \lambda_p) \longrightarrow \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} \not{p}_K \gamma_5 & \text{za } K^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \not{p}_K \not{\epsilon}_{K^{*+}}(p_K, \pm 1) & \text{za } K^{*+} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} m_K \not{\epsilon}_{K^{*+}}(p_K, 0) & \end{cases} \cdot \tag{A.34}$$

U relacijama (A.34) su mase kaona zanemarene, osim u slučaju longitudinalno polariziranog K^{*+} mezona, kod kojeg upravo taj član doprinosi. Zbog očuvanja pariteta helicitetne amplitude fotoprodukcije mezona s $\lambda_\gamma = +1$ i $\lambda_\gamma = -1$ su povezane relacijom (3.14), pa u ovom računu rabimo $\lambda_\gamma = +1$.

Na osnovu gore navedenog izlazi da se doprinos dijagrama, prikazanog na slici A.2, amplitudi $\widehat{T}_{\{\lambda\}}$, procesa $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ ($K = K^+, K^{*+}$), može prikazati u obliku

$$T_{K,\lambda_K} = e_0 e_u g_S^4 C_F^{(1)} \frac{2}{\sqrt{6}} \frac{M_{K,\lambda_K}}{q_1^2 q_6^2 g_4^2 g_6^2}, \quad (\text{A.35})$$

gdje je

$$M_{K,\lambda_K} = \bar{u}(p_\Lambda, \lambda_\Lambda) \Gamma_{K,\lambda_K} u(p_p, \lambda_p), \quad (\text{A.36})$$

te

$$\begin{aligned} \Gamma_{K^+} &= \gamma^\nu \frac{1}{\sqrt{2}} \not{p}_K \gamma_5 \gamma_\nu \not{q}_6 (x_2 \not{p}_p + y_2 \not{p}_\Lambda) \not{q}_1 \not{\epsilon}_\gamma(p_\gamma, +1), \\ \Gamma_{K^{*+}, \pm 1} &= \gamma^\nu \frac{1}{\sqrt{2}} \not{p}_K \not{\epsilon}_{K^{*+}}(p_K, \pm 1) \gamma_\nu \not{q}_6 (x_2 \not{p}_p + y_2 \not{p}_\Lambda) \not{q}_1 \not{\epsilon}_\gamma(p_\gamma, +1), \\ \Gamma_{K^{*+}, 0} &= \gamma^\nu \frac{1}{\sqrt{2}} m_K \not{\epsilon}_{K^{*+}}(p_K, 0) \gamma_\nu \not{q}_6 (x_2 \not{p}_p + y_2 \not{p}_\Lambda) \not{q}_1 \not{\epsilon}_\gamma(p_\gamma, +1). \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Primjenom Kleiss-Stirlingovog trika izraze (A.36) možemo napisati u obliku traga. Budući da vrijedi očuvanje hadronskog heliciteta $\lambda_p = \lambda_\Lambda + \lambda_{K^{(*)+}}$ (relacija (3.12)), to na osnovu (A.28) nalazimo

$$M_{K^+} = \frac{1}{\sqrt{4(p_\Lambda \cdot k_0)(p_p \cdot k_0)}} \text{Tr}(\not{p}_\Lambda \Gamma_{K^+} \not{p}_p h_{-\lambda_\Lambda} \not{k}_0) \quad (\text{A.38})$$

i

$$M_{K^{*+}, 0} = \frac{1}{\sqrt{4(p_\Lambda \cdot k_0)(p_p \cdot k_0)}} \text{Tr}(\not{p}_\Lambda \Gamma_{K^{*+}, 0} \not{p}_p h_{-\lambda_\Lambda} \not{k}_0) \quad (\text{A.39})$$

uz $\lambda_p = \lambda_\Lambda$, te

$$M_{K^{*+}, \pm 1} = \frac{i}{\sqrt{4(p_\Lambda \cdot k_0)(p_p \cdot k_0)}} \text{Tr}(\not{p}_\Lambda \Gamma_{K^{*+}, \pm 1} \not{p}_p \not{k}_1 h_{-\lambda_\Lambda} \not{k}_0) \quad (\text{A.40})$$

uz $\lambda_p = -\lambda_\Lambda$.

Preostaje još izračunati tragove (A.38) – (A.40). Za izračunavanje ovih tragova, koji sadrže 10 ili 12 γ -matrica gotovo je nužno korištenje računala, te je u tu svrhu primijenjen *FeynCalc* programski paket. Prethodno je, za generiranje amplituda (A.30), odnosno (A.35), svih dijagrama (njih 63), koji doprinose procesu $\gamma p \rightarrow K^{(*)+}\Lambda$, korišten *FeynArts* programski paket, odnosno *Mathematica* jezik za računalnu algebru.

Računanje tragova se može ubrzati ako se odmah specificiraju skalarni produkti $a \cdot b$ i vrijednosti izraza oblika $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} a^\alpha b^\beta c^\gamma d^\delta$ ($\epsilon_{0123} = -1$), gdje je $a, b, c, d \in \{p_p, p_\gamma, p_K, p_\Lambda, \epsilon_\gamma, \epsilon_{K^{*+}}, k_0, k_1\}$.

Izračunavanjem tragova u (A.38)-(A.40) dobivamo

$$\begin{aligned} M_{K^+} &= \frac{1}{\sqrt{-\hat{t}} - \sqrt{-\hat{u}}} (1 + 2\lambda_\Lambda) x_2 y_1 \hat{s}^2 (\hat{t} + \sqrt{\hat{t}\hat{u}}), \\ M_{K^{*+},0} &= \frac{-1}{\sqrt{-\hat{t}} - \sqrt{-\hat{u}}} (1 + 2\lambda_\Lambda) x_2 y_1 \hat{s}^2 (\hat{t} + \sqrt{\hat{t}\hat{u}}), \\ M_{K^{*+},\pm 1} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Iz relacije (A.29) i (A.3) slijedi

$$\begin{aligned} q_1^2 &= x_1 \hat{s}, \\ q_6^2 &= y_1 \hat{s}, \\ g_4^2 &= y_1 z_2 \hat{s}, \\ g_6^2 &= x_2 y_2 \hat{t}, \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

pa na osnovu (A.35), (A.41) i (A.42) nalazimo

$$\begin{aligned} T_{K^+} &= \frac{-2e_0 e_u g_S^4 C_F^{(1)} (1 + 2\lambda_\Lambda) \sqrt{-\hat{t}}}{\sqrt{6} x_1 y_1 y_2 z_2 \hat{s} \hat{t}}, \\ T_{K^{*+},0} &= \frac{2e_0 e_u g_S^4 C_F^{(1)} (1 + 2\lambda_\Lambda) \sqrt{-\hat{t}}}{\sqrt{6} x_1 y_1 y_2 z_2 \hat{s} \hat{t}}, \\ T_{K^{*+},\pm 1} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.43})$$

Zaključno, doprinosi dijagrama prikazanog na slici A.2 amplitudama tvrdog raspršenja $\hat{T}_{\{\lambda\}}$ (navedenim u (3.15) i (3.16)) mogu se prikazati u dolje navedenom obliku.

Doprinosi dijagrama sa slike A.2 amplitudama $\hat{T}_{\lambda_p - \lambda_\Lambda, \lambda_\gamma}$ pri					
fotoprodukciji K^+ mezona		fotoprodukciji K^{*+} mezona			
$\hat{T}_{+-,1}$	$\hat{T}_{-+,1}$	$\hat{T}_{+-,1}$	$\hat{T}_{-+,1}$	$\hat{T}_{++,1}$	$\hat{T}_{--,1}$
$\frac{-4e_0 e_u g_S^4 C_F^{(1)} \sqrt{-\hat{t}}}{\sqrt{6} x_1 y_1 y_2 z_2 \hat{s} \hat{t}}$	0	$\frac{4e_0 e_u g_S^4 C_F^{(1)} \sqrt{-\hat{t}}}{\sqrt{6} x_1 y_1 y_2 z_2 \hat{s} \hat{t}}$	0	0	0

Dodatak B

Analitički rezultati za amplitude tvrdog raspršenja

U ovom dodatku navodimo analitičke izraze za amplitude tvrdog raspršenja koje opisuju proces $\gamma u S_{[ud]} \rightarrow u \bar{s} s S_{[ud]}$ gdje je $u \bar{s}$ -par u spin 0 stanju. Općenitije govoreći, to su doprinosi fotoprodukciji pseudoskalarnih mezona u kojoj učestvuje skalarni dikvark. Prema (3.18) različite doprinose ovim amplitudama možemo rastaviti na baždarno invarijantne funkcije f i g . Funkcije f i g koje određuju hadronsku amplitudu S_1 su dane izrazima

$$\begin{aligned}
 f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,q)} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,3)} \frac{z_2 \hat{u}}{y_2 z_1 \hat{t}^2} [y_2 \hat{t} + z_2 \hat{u}] , \\
 g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,q)} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,3)} \frac{\hat{u}}{x_2 y_1 z_1 \hat{s} \hat{t}^2} [q_4^2 (z_1 \hat{s} + x_2 \hat{t}) - x_2 (x_2 - z_1) \hat{s} \hat{t}] , \\
 f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,\bar{q})} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,3)} \frac{1}{x_1 x_2 y_1 y_2 z_1 \hat{t}^2 \hat{u}} [y_1 y_2^2 z_2 (x_2 - z_2) \hat{t}^3 \\
 &\quad + y_2 ((y_1 - x_1)(y_1 z_2 + y_2 z_1) z_2 + (x_1 y_1 - z_1^2) x_2 y_1) \hat{t}^2 \hat{u} \\
 &\quad + ((y_1 - x_1)(y_2^2 z_1 - x_2 y_1^2) z_2 + (y_1 z_2 - x_2 z_1) x_2 y_1 y_2) \hat{t} \hat{u}^2 \\
 &\quad + x_2 y_1 (y_2 - x_2) z_1 z_2 \hat{u}^3] , \\
 g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,\bar{q})} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,3)} \frac{\hat{s}}{x_2 y_1 \hat{t}^2} [(x_2 - z_1) y_2 \hat{t} + y_1 z_1 \hat{u}] , \\
 f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,q)} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,4)} \frac{\hat{u}}{y_1 z_1 \hat{s} \hat{t}} [x_2 y_2 \hat{t} - D_1^2] , \\
 g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,q)} &= -C_F^{(2)} A_T^{(S,4)} \frac{\hat{u}}{x_2 y_1 y_2 z_1 \hat{s} \hat{t}^2} [y_2 z_2 \hat{s} - x_2 \hat{t} - x_2 z_2 \hat{u}] , \\
 f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,\bar{q})} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,4)} \frac{1}{x_1 y_1 z_1 \hat{t} \hat{u}} [\hat{s} \hat{t} x_2 y_2^2 + D_2^2 (y_2 \hat{t} - y_1 \hat{u})] ,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,\bar{q})} &= C_F^{(2)} A_T^{(S,4)} \frac{1}{x_1 x_2 y_1 y_2 \hat{t}^2} \left[g_3^2 (y_2 \hat{s} + x_2 \hat{u}) + x_1 y_2 \hat{t} \hat{u} \right], \\
f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,S)} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,4)} \frac{y_1 z_2 \hat{s}}{x_1 z_1 \hat{u}}, \\
g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,S)} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,4)} \frac{1}{z_2 \hat{s}} \left[x_1 \hat{t} + z_2 \hat{s} \right], \\
f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(5,S)} &= -C_F^{(1)} A_T^{(S,5)} \frac{y_1 z_2 \hat{s}}{x_1 z_1 \hat{u}} \left[(D_1^2 + x_2 y_1 \hat{t})(D_2^2 - y_2 \hat{u}) \right. \\
&\quad \left. + x_2 y_2 (y_1 - y_2 + z_1) \hat{t} \hat{u} \right], \\
g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(5,S)} &= -C_F^{(2)} A_T^{(S,5)} \frac{1}{x_1 y_1 z_1 z_2 \hat{s} \hat{u}} \left[x_1 \hat{u} + z_2 (x_1 \hat{u} - y_1 \hat{s}) \right], \tag{B.1}
\end{aligned}$$

gdje je

$$C_F^{(1)} = \frac{16}{9\sqrt{3}}, \quad C_F^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{3}}, \tag{B.2}$$

te

$$A_T^{(S,n)} = 128\pi^2 \sqrt{\pi\alpha_s} \alpha_s^2 (\hat{t}\hat{u}/\hat{s}) \sqrt{-\hat{t}} F_S^{(n)}(-x_2 y_2 t), \tag{B.3}$$

pri čemu α označava konstantu fine strukture.

Funkcije f i g koje doprinose hadronskoj amplitudi S_2 se mogu dobiti iz onih koje doprinose amplitudi S_1 zamjenom Mandelstamovih varijabli $\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}$, te zamjenama $x_1 \leftrightarrow y_1$ i $z_1 \leftrightarrow z_2$. Eksplicitno:

$$\begin{aligned}
f_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(3,q)} &= -g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,\bar{q})} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
g_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(3,q)} &= -f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,\bar{q})} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
f_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(3,\bar{q})} &= -g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,q)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
g_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(3,\bar{q})} &= -f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(3,q)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
f_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(4,q)} &= -f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,\bar{q})} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
g_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(4,q)} &= -g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,\bar{q})} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
f_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(4,\bar{q})} &= -f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,q)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
g_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(4,\bar{q})} &= -g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,q)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
f_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(4,S)} &= -g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,S)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
g_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(4,S)} &= -f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(4,S)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2), \\
f_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(5,S)} &= -f_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(5,S)} (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2),
\end{aligned}$$

$$g_{0,+\frac{1}{2},+1,+\frac{1}{2}}^{(5,S)} = -g_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}^{(5,S)}(\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}, x_1 \leftrightarrow y_1, z_1 \leftrightarrow z_2). \quad (\text{B.4})$$

Amplitude tvrdog raspršenja za longitudinalno polarizirane K^* mezone su (do na zamjenu predznaka u $\hat{T}_{0,-\frac{1}{2},+1,-\frac{1}{2}}$) također određene relacijama (B.1) i (B.4). Izrazi za funkcije f i g pri fotoprodukciji transverzalno polariziranih K^* mezona su slične duljine i oblika te ih nećemo ovdje eksplicitno navesti.

Dodatak C

Numerička obrada propagatorskih polova

Numeričke poteškoće pri izračunavanju konvolucijskog integrala (3.10) su uzrokovane singularnim ponašanjem propagatora u području integracije, koji onda vode na integral tipa glavne vrijednosti

$$\frac{1}{k^2 + i\epsilon} = \wp\left(\frac{1}{k^2}\right) - i\pi\delta(k^2). \quad (\text{C.1})$$

Ovdje ćemo, razmatrajući detaljno četiri slučaja na koja nailazimo, objasniti postupak primijenjen pri integraciji jednadžbe (3.10).

1. Svi propagatori izvan ljuske mase

Jedini doprinos konvolucijskom integralu (3.10) u kojem se ne pojavljuju propagatorski singulariteti, odgovara doprinosu $g_{\{\lambda\}}^{(4,\bar{q})}$ iz (3.18). U tom slučaju račun se izvodi primjenom trodimenzionalne Gaussove integracije.

2. Jedan propagator na ljusci mase

Ukoliko samo jedan od propagatora “ide” na ljusku mase u području integracije (što se događa za doprinose koji odgovaraju $g_{\{\lambda\}}^{(3,\bar{q})}$, $g_{\{\lambda\}}^{(4,q)}$, $f_{\{\lambda\}}^{(4,\bar{q})}$ i $g_{\{\lambda\}}^{(5,S)}$) tada odgovarajući integrali po x_1 imaju oblik

$$I^{(k)}(y_1, z_1) = \int_0^1 dx_1 \frac{h(x_1, y_1, z_1)}{k^2 + i\epsilon}, \quad (\text{C.2})$$

Pri čemu je zbog pojednostavljenja notacije zanemarena oznaka heliciteta i ovisnost o Mandelstamovim varijablama \hat{s} i \hat{t} . Nadalje, distribucijske amplitude $\phi_p(x_1)$, $\phi_\Lambda^\dagger(y_1)$ i $\phi_K^\dagger(z_1)$ su uključene u funkciju $h(x_1, y_1, z_1)$. Integral

$I^{(k)}$ možemo napisati u obliku

$$I^{(k)}(y_1, z_1) = \int_0^1 dx_1 \frac{h(x_1, y_1, z_1) - h(x_1^{(k)}, y_1, z_1)}{k^2} + h(x_1^{(k)}, y_1, z_1) \left(\oint \int_0^1 \frac{dx_1}{k^2} - i\pi \left| \frac{\partial k^2}{\partial x_1} \right|^{-1} \right), \quad (\text{C.3})$$

gdje $x_1^{(k)} = x_1^{(k)}(y_1, z_1)$ označava nulu od k^2 (funkcija od x_1). Prvi integral u (C.3) opet izračunavamo rabeći Gaussovu integraciju, a glavnu vrijednost integrala određujemo analitički. Budući da je $I^{(k)}$ regularna funkcija od y_1 i z_1 , Gaussovu integraciju možemo primijeniti i na te varijable. Analitički izrazi za položaj polova propagatora, glavne vrijednosti integrala i derivacije po x_1 nazivnika propagatora su navedeni u tabeli C.1.

3. Dva propagatora na ljusci mase – polovi propagatora se ne podudaraju

Ako dva propagatora k_1^{-2} i k_2^{-2} idu na ljusku mase, tada, u slučaju da se nule $x_1^{(k_1)} = x_1^{(k_1)}(y_1, z_1)$ i $x_1^{(k_2)} = x_1^{(k_2)}(y_1, z_1)$ od k_1^2 i k_2^2 (promatrane kao funkcije od x_1) ne podudaraju za proizvoljno fiksirane y_1 i z_1 ($0 < y_1, z_1 < 1$), račun provodimo analogno slučaju jednog propagatora na ljusci mase. To se događa pri izračunavanju Feynmanovih dijagrama, koji doprinose funkcijama $f_{\{\lambda\}}^{(3,q)}$, $f_{\{\lambda\}}^{(4,q)}$, $f_{\{\lambda\}}^{(4,S)}$ i $g_{\{\lambda\}}^{(4,S)}$. x_1 -integrali su oblika

$$I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1) = \int_0^1 dx_1 \frac{h(x_1, y_1, z_1)}{(k_1^2 + i\epsilon)(k_2^2 + i\epsilon')}. \quad (\text{C.4})$$

Za $x_1^{(k_1)} \neq x_1^{(k_2)}$ parcijalnim integriranjem dobivamo

$$I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1) = \frac{1}{x_1^{(k_1)} - x_1^{(k_2)}} \left\{ \left(\frac{\partial k_2^2}{\partial x_1} \right)^{-1} I^{(k_1)}(y_1, z_1) - \left(\frac{\partial k_1^2}{\partial x_1} \right)^{-1} I^{(k_2)}(y_1, z_1) \right\}, \quad (\text{C.5})$$

tj. dva člana koja onda možemo računati prema (C.3).

4. Dva propagatora na ljusci mase – polovi propagatora se podudaraju

Ovo je najgori slučaj, a pojavljuje se u doprinosima koji uključuju $g_{\{\lambda\}}^{(3,q)}$, $f_{\{\lambda\}}^{(3,\bar{q})}$ i $f_{\{\lambda\}}^{(5,S)}$. Opća struktura x_1 -integrala je i nadalje tipa danog u (C.4). Sada se, međutim, dva propagatorska singulariteta $x_1^{(k_1)}$ i $x_1^{(k_2)}$ (koji i nadalje

ovise o y_1 i z_1) podudaraju za određenu fiksnu vrijednost od y_1 ($0 < y_1 < 1$), $0 < z_1 < 1$. Tu vrijednost označavamo sa $y_1^{(k_1, k_2)} = y_1^{(k_1, k_2)}(z_1)$ – ona i dalje ovisi o z_1 . Primjećujemo da i nadalje možemo provesti parcijalno integriranje za proizvoljne vrijednosti y_1 i z_1 dokle god držimo ϵ i ϵ' konačnim. Pažljivo uzimajući limes $\epsilon \rightarrow 0$ u članovima koji sadržavaju k_1^2 i limes $\epsilon' \rightarrow 0$ u članovima s k_2^2 te koristeći (C.3) dobivamo

$$\begin{aligned}
I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1) &= \frac{1}{x_1^{(k_1)} - x_1^{(k_2)} + i\tilde{\epsilon}} \\
&\times \left\{ \left(\frac{\partial k_2^2}{\partial x_1} \right)^{-1} \int_0^1 dx_1 \frac{h(x_1, y_1, z_1) - h(x_1^{(k_1)}, y_1, z_1)}{k_1^2} \right. \\
&\quad + \left(\frac{\partial k_2^2}{\partial x_1} \right)^{-1} h(x_1^{(k_1)}, y_1, z_1) \left(\wp \int_0^1 \frac{dx_1}{k_1^2} - i\pi \left| \frac{\partial k_1^2}{\partial x_1} \right|^{-1} \right) \\
&\quad - \left(\frac{\partial k_1^2}{\partial x_1} \right)^{-1} \int_0^1 dx_1 \frac{h(x_1, y_1, z_1) - h(x_1^{(k_2)}, y_1, z_1)}{k_2^2} \\
&\quad \left. - \left(\frac{\partial k_1^2}{\partial x_1} \right)^{-1} h(x_1^{(k_2)}, y_1, z_1) \left(\wp \int_0^1 \frac{dx_1}{k_2^2} - i\pi \left| \frac{\partial k_2^2}{\partial x_1} \right|^{-1} \right) \right\}. \tag{C.6}
\end{aligned}$$

U (C.6) $\tilde{\epsilon}$ označava ϵ ili ϵ' . Pogledamo li pobliže $(x_1^{(k_1)} - x_1^{(k_2)})$ (gledano kao funkcija od y_1) uočavamo da je nula $y_1^{(k_1, k_2)}$ kvadratična. S druge strane, pokazuje se da je $y_1^{(k_1, k_2)}$ jedinstvena nula i od $h(x_1^{(k_1)}, y_1, z_1)$ i $h(x_1^{(k_2)}, y_1, z_1)$. Iz toga slijedi da je realni dio od $I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1)$ regularna funkcija od y_1 i z_1 , pa je Gaussova metoda ponovno primjenjiva za odgovarajuće integracije. Nadalje, uzevši u obzir da $(\partial k_1^2 / \partial x_1)^{-1}$ i $(\partial k_2^2 / \partial x_1)^{-1}$ posjeduju različite predznake, imaginarni dio od $I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1)$ možemo pisati

$$\begin{aligned}
Im I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1) &= 2\pi \left(\frac{\partial^2 (x_1^{(k_1)} - x_1^{(k_2)})}{\partial y_1^2} \right)^{-1} \left(\frac{\partial k_1^2}{\partial x_1} \right)^{-1} \left| \frac{\partial k_2^2}{\partial x_1} \right|^{-1} \\
&\quad \times (\tilde{h}(x_1^{(k_1)}, y_1, z_1) + \tilde{h}(x_1^{(k_2)}, y_1, z_1)) \frac{(y_1 - y_1^{(k_1, k_2)})}{(y_1 - y_1^{(k_1, k_2)})^2 + i\tilde{\epsilon}}, \tag{C.7}
\end{aligned}$$

gdje $h = (y_1 - y_1^{(k_1, k_2)})\tilde{h}$. Integriramo li $Im I^{(k_1, k_2)}$ po y_1 , te uzmemo li $\tilde{\epsilon} \rightarrow 0$ dobivamo

$$\int_0^1 dy_1 Im I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1) = \wp \int_0^1 dy_1 Im I^{(k_1, k_2)}(y_1, z_1), \tag{C.8}$$

k^2	$x_1^{(k)}$	$\frac{\partial k^2}{\partial x_1}$	$\wp \int_0^1 \frac{dx_1}{k^2}$
g_1^2	$\frac{z_1 \hat{t}}{\hat{t} + z_2 \hat{u}}$	$-(\hat{t} + z_2 \hat{u})$	$\frac{-1}{\hat{t} + z_2 \hat{u}} \ln \left(\frac{-z_2 \hat{s}}{z_1 \hat{t}} \right)$
g_2^2	$\frac{-y_1 \hat{s}}{y_1 \hat{t} + \hat{u}}$	$(y_1 \hat{t} + \hat{u})$	$\frac{-1}{y_1 \hat{t} + \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_1 \hat{s}}{y_2 \hat{u}} \right)$
q_2^2	$\frac{y_2 z_1 \hat{t} + y_1 z_2 \hat{u}}{y_2 \hat{t} + z_2 \hat{u}}$	$-(y_2 \hat{t} + z_2 \hat{u})$	$\frac{-1}{y_2 \hat{t} + z_2 \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_2 z_2 \hat{s}}{y_2 z_1 \hat{t} + y_1 z_2 \hat{u}} \right)$
q_3^2	$\frac{y_2 z_2 \hat{t} + y_1 z_1 \hat{u}}{y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u}}$	$-(y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u})$	$\frac{-1}{y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_2 z_1 \hat{s}}{y_2 z_2 \hat{t} + y_1 z_1 \hat{u}} \right)$
q_4^2	$\frac{-y_1 z_2 \hat{s}}{y_1 \hat{t} + z_2 \hat{u}}$	$(y_1 \hat{t} + z_2 \hat{u})$	$\frac{-1}{y_1 \hat{t} + z_2 \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_1 z_2 \hat{s}}{y_1 z_1 \hat{t} + y_2 z_2 \hat{u}} \right)$
q_5^2	$\frac{-y_1 z_1 \hat{s}}{y_1 \hat{t} + z_1 \hat{u}}$	$(y_1 \hat{t} + z_1 \hat{u})$	$\frac{-1}{y_1 \hat{t} + z_1 \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_1 z_1 \hat{s}}{y_1 z_2 \hat{t} + y_2 z_1 \hat{u}} \right)$
D_1^2	$\frac{y_1 z_1 \hat{t} + y_2 z_2 \hat{u}}{y_1 \hat{t} + z_2 \hat{u}}$	$-(y_1 \hat{t} + z_2 \hat{u})$	$\frac{-1}{y_1 \hat{t} + z_2 \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_1 z_2 \hat{s}}{y_1 z_1 \hat{t} + y_2 z_2 \hat{u}} \right)$
D_2^2	$\frac{-y_2 z_1 \hat{s}}{y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u}}$	$(y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u})$	$\frac{-1}{y_2 \hat{t} + z_1 \hat{u}} \ln \left(\frac{-y_2 z_1 \hat{s}}{y_2 z_2 \hat{t} + y_1 z_1 \hat{u}} \right)$

Tablica C.1: Polovi propagatora, derivacije po x_1 i glavne vrijednosti integrala za singularne propagatore iz (3.18).

tj. preostaje nam samo glavna vrijednost integrala. Glavnu vrijednost integrala u (C.8) možemo računati slično kao što računamo glavnu vrijednost integrala u (C.3).

Slijedeći korake navedene u ovom dodatku, tj. pažljivo odvajajući singularne doprinose, rabeći delta funkcije te razdvajajući integrale sa singularitetima na obične integrale i analitički rješive glavne vrijednosti integrala, moguće je na kraju numeričku integraciju izvesti primjenom Gaussove metode. Za naš se slučaj pokazalo dovoljnim koristiti $20 \times 20 \times 24$ x-y-z rešetku. Ako umjesto toga upotrijebimo $32 \times 32 \times 48$ rešetku rezultati se mijenjaju za manje od 0.2%. Numerički su računi izvedeni na radnoj stanici DEC7000-610 APLPHA.

Literatura

- Adelseck, R. A. i Saghai, B. (1990), *Phys. Rev. C* **42**, 108.
- Adelseck, R. A. i Saghai, B. (1992), *Phys. Rev. C* **45**, 2030.
- Anderson et al. (1976), *Phys. Rev. D* **14**, 679.
- Andivalis et al. (1994), *Phys. Rev. D* **50**, 5491.
- Anselmino, M., Caruso, F. i Forte, S. (1991), *Phys. Rev. D* **44**, 1438.
- Anselmino, M., Kroll, P. i Pire, B. (1987), *Z. Phys. C* **36**, 89.
- Anselmino et al. (1993), *Rev. Mod. Phys.* **65**, 1199.
- Arvieux, J. i Pire, B. (1995), *Prog. Part. Nucl. Phys.* **35**, 299.
- Aubert, J. J. (1980), *Phys. Lett. B* **95**, 306.
- Barker, I. S., Donnachie, A. i Storrow, J. K. (1975), *Nucl. Phys. B* **95**, 347.
- Benayoun, M. i Chernyak, V. L. (1990), *Nucl. Phys. B* **329**, 285.
- Bennhold, C. (1989), *Phys. Rev. C* **39**, 1944.
- Bolz, J., Jakob, R., Kroll, P., Bergmann, M. i Stefanis, N. G. (1995), *Z. Phys. C* **66**, 267.
- Bolz, J. i Kroll, P. (1996), WU B 95-35, Wuppertal.
- Bose, S. K. (1966), *Nuovo Cim. A* **46**, 419.
- Bose, S. K. i Sudarshan, E. C. G. (1967), *Phys. Rev.* **162**, 1396.
- Botts, J. i Sterman, G. (1989), *Nucl. Phys. B* **325**, 62.
- Bourrely, C., Leader, E. i Soffer, J. (1980), *Phys. Rep.* **59**.

- Braaten, E. (1983), *Phys. Rev. D* **28**, 524.
- Braun, V. i Halperin, I. (1994), *Phys. Lett. B* **328**, 457.
- Brodsky, S. J. i Farrar, G. R. (1973), *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1153.
- Brodsky, S. J. i Lepage, G. P. (1989), u A. H. Mueller (ur.), *Perturbative QCD*, World Scientific Publishing Co., SLAC-PUB-4947 (1989).
- Bunce et al. (1976), *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1113.
- Cahill, R. T. (1992), *Nucl. Phys. A* **543**, 63.
- Cahill, R. T., Roberts, C. D. i Praschifka, J. (1987), *Phys. Rev. D* **36**, 2804.
- Carlitz, R. D., Ellis, S. D. i Savit, R. (1977), *Phys. Lett. B* **68**, 443.
- Chernyak, V. L., Ogloblin, A. A. i Zhitnitsky, I. R. (1989), *Z. Phys. C* **42**, 569.
- Chernyak, V. L. i Zhitnitsky, A. R. (1984), *Phys. Rep.* **112**, 173.
- Chew, G. F. i Poénaru, V. (1984), *Phys. Rev. D* **30**, 1579.
- Chibisov, B. i Zhitnitsky, A. R. (1995), *Phys. Rev. D* **52**, 5273.
- Crabb et al. (1990), *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3241.
- Dittes, F.-M. i Radyushkin, A. V. (1981), *Sov. J. Nucl. Phys.* **34**, 293.
- Donnachie, A. (1972), u E. H. S. Burhop (ur.), *High Energy Physics*, vol. V, Academic Press, New York-London.
- Drell, S. D. i Yan, T. M. (1970), *Phys. Rev. Lett.* **24**, 181.
- Efremov, A. V. i Radyushkin, A. V. (1980), *Phys. Lett. B* **94**, 245.
- Farrar, G. R., Huleihel, K. i Zhang, H. (1991), *Nucl. Phys. B* **349**, 655.
- Farrar, G. R., Sterman, G. i Zhang, H. (1989), *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2229.
- Farrar, G. R., Zhang, H., Ogloblin, A. A. i Zhitnitsky, I. R. (1988), *Nucl. Phys. B* **311**, 585.
- Field, R. D., Gupta, R., Otto, S. i Chang, L. (1981), *Nucl. Phys. B* **186**, 429.
- Fredrikson, S. (1988), u *Proceedings of the Workshop on Diquarks*, Torino.

- Gell-Mann, M. (1964), *Phys. Lett.* **8**, 214.
- Georgi, H. i Glashow, S. L. (1974), *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438.
- Griffiths, D. (1987), *Introduction to elementary particles*, John Wiley & Sons.
- Gunion, J. F., Brodsky, S. J. i Blankenbecler, R. (1973), *Phys. Rev. D* **8**, 287.
- Huang, T. (1989), *Nucl. Phys. [Proc. Suppl.] B* **7**, 320.
- Ida, M. i Kobayashi, R. (1966), *Prog. Theo. Phys.* **36**, 846.
- Jakob, R. i Kroll, P. (1993), *Phys. Lett. B* **315**, 463.
- Jakob, R., Kroll, P. i Raulfs, M. (1996), *J. Phys. G* **22**, 45.
- Jakob, R., Kroll, P., Schürman, M. i Schweiger, W. (1993), *Z. Phys. A* **347**, 109.
- Kleiss, R. i Stirling, W. J. (1985), *Nucl. Phys. B* **262**, 235.
- Kroll, P., Pilsner, T., Schürmann, M. i Schweiger, W. (1993), *Phys. Lett. B* **316**, 546.
- Kroll, P., Schürmann, M. i Guichon, P. A. M. (1996a), *Nucl. Phys. A* **598**, 435.
- Kroll, P., Schürmann, M., Passek, K. i Schweiger, W. (1996b), Exclusive Photoproduction of Large Momentum-Transfer K and K* Mesons, hep-ph/9604353, prihvaćeno za publiciranje u *Phys. Rev. D* (travanj 1997).
- Kroll, P., Schürmann, M. i Schweiger, W. (1991), *Z. Phys. A* **338**, 339.
- Kroll, P., Schürmann, M. i Schweiger, W. (1992), *Z. Phys. A* **342**, 427.
- Kronfeld, A. S. i Nižić, B. (1991), *Phys. Rev. D* **44**, 3445.
- Küblbeck, J., Böhm, M. i Denner, A. (1990), *Comp. Phys. Comm.* **60**, 165.
- Lepage, G. P. i Brodsky, S. J. (1979a), *Phys. Lett. B* **87**, 359.
- Lepage, G. P. i Brodsky, S. J. (1979b), *Phys. Rev. Lett.* **43**, 545.
- Lepage, G. P. i Brodsky, S. J. (1980), *Phys. Rev. D* **22**, 2157.
- Li, H.-N. (1993), *Phys. Rev. D* **48**, 4243.

- Li, H.-N. i Sterman, G. (1992), *Nucl. Phys. B* **381**, 129.
- Li, Z. (1995), *Phys. Rev. C* **52**, 1648.
- Lichtenberg, D. B. i Tassie, L. J. (1967), *Phys. Rev.* **155**(5), 1601.
- Mart, T., Bennhold, C. i Hyde-Wright, C. E. (1995), *Phys. Rev. C* **51**, 1074.
- Martinelli, G. i Sochrajda, C. T. (1989), *Phys. Lett. B* **217**, 319.
- Mertig, R., Böhm, M. i Denner, A. (1991), *Comp. Phys. Comm.* **64**, 345.
- Miyazawa, H. (1966), *Prog. Theo. Phys.* **36**, 1266.
- Miyazawa, H. (1968), *Phys. Rev.* **170**, 1586.
- Nižić, B. (1987), *Phys. Rev. D* **35**, 80.
- Ong, S. (1995), *Phys. Rev. D* **52**, 3111.
- Paul et al. (1995), *Prog. Part. Nucl. Phys.* **34**, 201.
- P.Kroll, Quadder, B. i Schweiger, W. (1989), *Nucl. Phys. B* **316**, 373.
- Radyushkin, A. (1991), *Nucl. Phys. B* **325**, 141.
- Schumacher, R. A. (1995), *Nucl. Phys. A* **585**, 63.
- Schürmann, M. (1992), *Photo- und Elektroproduktion von Kaonen bei grossen Impulsübertragen*, Doktorska radnja, Wuppertal, WUB-DIS 92-4.
- Shupe et al. (1979), *Phys. Rev. D* **19**, 1921.
- Sill et al. (1993), *Phys. Rev. D* **48**, 29.
- Sommer, R. i Wosiek, J. (1984), *Phys. Lett. B* **149**, 497.
- Stech, B. (1987), *Phys. Rev. D* **36**, 975.
- Stefanis, N. G. (1994), *Acta Phys. Pol. B* **25**, 1777.
- Sudakov, V. V. (1956), *Sov. Phys. JETP* **3**, 65.
- Tabakin, F. (1994), *Nucl. Phys. A* **570**, 311.
- Vermaseren, J. A. M. (1991), *Symbolic Manipulation in FORM*, Computer Algebra Nederland, Amsterdam.

Vogel et al. (1972), *Phys. Lett. B* **40**, 513.

Williams, R. A., Ji, C. R. i Cotanch, S. R. (1992), *Phys. Rev. C* **46**, 1617.

Wolfram, S. (1988), *Mathematica: A System for Doing Mathematics by Computer*, Addison-Wesley.

Sažetak

U okviru perturbativne kvantne kromodinamike su analizirani procesi $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ i $\gamma p \rightarrow K^{*+}\Lambda$, pri čemu su uvedeni dikvarkovi kao kvazi-elementarni konstituenti bariona. Parametri dikvarkovskog modela i distribucijske amplitude protona i Λ hiperona su preuzeti iz prijašnjih istraživanja elektromagnetskih funkcija strukture bariona i Comptonovog raspršenja na protonima. Izračunati su diferencijalni udarni presjeci i polarizacijske opservable, te je ispitana ovisnost rezultata o različitim izborima distribucijskih amplituda za K i K^* mezone. Uz izbor asimptotskog oblika distribucijske amplitude K mezona ($\propto x_1x_2$) postignuto je zadovoljavajuće slaganje s postojećim eksperimentalnim podacima za fotoprodukciju K mezona.

Summary

The reactions $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ and $\gamma p \rightarrow K^{*+}\Lambda$ are analyzed within perturbative QCD, allowing for diquarks as quasi-elementary constituents of baryons. The diquark-model parameters and the quark-diquark distribution amplitudes of proton and Lambda are taken from previous investigations of electromagnetic baryon form factors and Compton-scattering off protons. Unpolarized differential cross sections and polarization observables are computed for different choices of the K and K^* distribution amplitudes. The asymptotic form of the K distribution amplitude ($\propto x_1x_2$) is found to provide a satisfactory description of the K photoproduction data.

Životopis

Rođena sam 19. travnja 1970. godine u Zagrebu, gdje sam i završila osnovnu školu. Srednjoškolsko sam obrazovanje stekla u Matematičkom-informatičkom obrazovnom centru u Zagrebu.

Godine 1988. upisala sam Prirodoslovno-matematički fakultet u Zagrebu, smjer inženjer fizike. Kao stipendist Ministarstva za znanost i istraživanje Republike Austrije, tijekom 1993. godine sam provela tri mjeseca u Grazu pri Institutu za teorijsku fiziku na Karl-Franzens Univerzitetu. Tom prilikom sam se uključila u znanstveno istraživanje pod vodstvom dr. Wolfganga Schweigera, a rezultati te suradnje su predstavljali i osnovu moje diplomske radnje. Diplomirala sam 1994. godine pod stručnim vodstvom prof. dr. Miroslava Furića i dr. Wolfganga Schweigera s temom “Kompjutersko-algebarska obrada tvrdih ekskluzivnih reakcija”.

Iste godine sam se kao znanstveni novak zaposlila na Zavodu za teorijsku fiziku Instituta “Ruđer Bošković” u Zagrebu. Prilikom ponovnog radnog boravka na Institutu za teorijsku fiziku pri Karl-Franzens Univerzitetu u Grazu (financirano stipendijom Ministarstva za znanost i istraživanje, Republike Austrije), nastavila sam suradnju s dr. Wolfgang Schweigerom, te započela istraživanje čiji su rezultati izneseni u magistarskoj radnji. Također sam aktivno sudjelovala i sudjelujem u znanstvenim istraživanjima pod vodstvom dr. Bene Nižića.

Popis radova

1. Kroll, P., Schürmann, M., Passek, K. i Schweiger, W. (1996), Exclusive Photoproduction of Large Momentum-Transfer K and K* Mesons, hep-ph/9604353, prihvaćeno za publiciranje u *Phys. Rev. D* (travanj 1997).